

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису
НОВІКОВ ДЕНИС ОЛЕКСАНДРОВИЧ

УДК: 621.382, 621.384:536.52, 621.793.16

ДИСЕРТАЦІЯ

**ОПТОЕЛЕКТРОННА ПІРОМЕТРИЧНА СИСТЕМА ДІАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРІВ
ЕПІТАКСІЙНИХ ШАРІВ ЗІ ЗМІННОЮ ЕМІСІЙНОЮ ЗДАТНІСТЮ**

**Спеціальність 153 – Мікро- та наносистемна техніка
Галузь знань 15 – Автоматизація та приладобудування**

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії
Дисертація містить результати власних досліджень. Використання чужих ідей,
результатів і текстів мають посилання на відповідне джерело _____

Науковий керівник **Воронько Андрій Олександрович**, кандидат технічних наук

Київ – 2026

АНОТАЦІЯ

Новіков Д. О. Оптоелектронна пірометрична система діагностики параметрів епітаксійних шарів зі змінною емісійною здатністю. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 153 – Мікро- та наносистемна техніка (галузь знань 15 – Автоматизація та приладобудування). – Національний технічний університет України “Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”, Київ, 2026.

Дисертаційна робота присвячена розробці та дослідженню оптоелектронної пірометричної системи для діагностики температури, товщини шару та динаміки зародження кластерів епітаксійних шарів на основі твердих сполук $A^{III}B^V$ в процесі росту методом газофазної епітаксії з металоорганічних сполук (ГФЕ МОС).

Дисертація складається із вступу, чотирьох розділів, висновків до них, загального висновку, переліку використаних джерел та одного додатку.

У вступі розкрито актуальність теми дослідження, визначено мету, ключові завдання, об’єкт і предмет дослідження. Охарактеризовано наукову новизну та практичне значення одержаних результатів. Представлено відомості про особистий внесок автора, апробацію результатів, а також структуру й обсяг дисертації.

У першому розділі дисертації проведено аналіз параметрів росту сполук $A^{III}B^V$, функціональних можливостей та обмежень методів епітаксії. Показано, що при проведенні епітаксійного нарощування шарів одним з важливих параметрів діагностики є значення температури підкладки. Для отримання якісних гетероструктур з відтворюваними параметрами важливо мати систему діагностики параметрів поверхні підкладки безпосередньо в області осадження, оскільки хімічна кінетика процесу епітаксійного росту для багатьох складних напівпровідникових приладів дуже чутлива до змін температури, особливо при формуванні квантово-розмірних структур, активних шарів лазерів та світлодіодів.

Обґрунтовано вибір технології ГФЕ МОС як найбільш комерційно масштабованого методу отримання епітаксійних шарів, який дозволяє осаджувати широкий спектр матеріалів $A^{III}B^V$, забезпечуючи стабільну відтворюваність процесу та високу однорідність параметрів отриманих приладових гетероструктур.

Проведено аналіз існуючих типів реакторів та показано, що конструкція реакторів ГФЕ МОС визначається насамперед гідро- та термодинамікою процесу. Встановлено, що рівномірність осадження епітаксійних шарів у реакторах досягається швидким обертанням тримача підкладок, або мінімізацією відстані між тримачем та верхньою стінкою камери реактора.

Висвітлено відмінності між методами діагностики параметрів епітаксійних шарів. Показано, що застосування *in-situ* методів, заснованих на взаємодії електронів чи іонів з поверхнею, є неможливим для ГФЕ МОС через відсутність вакууму в ростовій камері та наявності потоку газу-носія. До таких методів можна віднести, наприклад, дифракцію відбитих швидких електронів (ДВШЕ) у методі молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ), що не є комерційно поширеною через низьку швидкість росту.

Натомість, показано, що контроль параметрів епітаксійних шарів (температури, товщини зростаючого шару та динаміки формування нанокластерів) можна ефективно здійснювати лише безконтактними оптичними пірометричними методами, що враховують зміну емісійної здатності зростаючих епітаксійних шарів.

У другому розділі дисертації досліджено та проаналізовано особливості практичного застосування методу пірометрії з компенсацією зміни випромінювальної здатності. Встановлено, що для досягнення необхідної точності, вимірювання необхідно проводити у вузькому діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda$, кутів падіння $\Delta\theta$ та у вузькому діапазоні станів поляризації $\Delta\sigma$.

Встановлено аналітичні залежності похибки визначення параметрів епітаксійних шарів від характеристик оптоелектронних компонент пірометричної оптоелектронної системи.

Досліджено оптичні характеристики напівпровідникових сполук $A^{III}B^V$ та підкладок для їх росту в залежності від температури росту. Проаналізовано температурну залежність ширини забороненої зони E_g , яка спричиняє зсув краю поглинання $\lambda_{кр}$. Цей зсув безпосередньо впливає на величину коефіцієнта поглинання α , що визначає емісійну здатність ε матеріалів.

Встановлено, що значення спектральної яскравості епітаксійних шарів у межах температурного діапазону росту є достатніми для використання напівпровідникових фотодетекторів. Як наслідок, в якості фотодетектора обрано кремнієвий p - n фотодіод, а в якості джерела ІЧ випромінювання – AlGaAs/GaAs світлодіодну гетероструктуру.

Обґрунтовано робочу спектральну область довжин хвиль $\lambda_{роб} = 920\text{--}940$ нм. Використання даного діапазону забезпечує достатню яскравість пірометричного сигналу, високу ампер-ватну чутливість кремнієвих фотодетекторів (ФД) ($\sim 0,5$ А/Вт) та її мінімальний температурний коефіцієнт ($\sim 0,2$ %/°C).

Встановлено взаємозв'язок між шириною смуги пропускання фільтра на рівні половини максимальної інтенсивності (англ. Full Width at Half Maximum – FWHM), коефіцієнтами форми, пропускання смугових інтерференційних фільтрів та точністю визначення параметрів епітаксійних шарів. Показано, що для діапазону 920–940 нм значення FWHM = 7–15 нм забезпечують найменшу похибку визначення параметрів в усьому температурному діапазоні росту.

Визначено, що для високотемпературної епітаксії (вище за 750 °C), враховуючи залежність коефіцієнту температурної чутливості спектральної яскравості та високий рівень пірометричного сигналу, використання FWHM = 7 нм призводить до мінімальної похибки вимірювань в діапазоні температур 750–1200 °C.

Встановлено, що діаметр плями вимірювання $D_p = 3\text{--}6$ мм забезпечує достатні значення потужності оптичного сигналу та просторової роздільної здатності для високоточної діагностики та контролю параметрів зростаючих епітаксійних шарів.

Для реєстрації пірометричного та відбитого від поверхні підкладки сигналів проаналізовано схеми включення фотодіодів та обрано схему на базі трансімпедансного підсилювача, що забезпечує необхідну швидкість та високу чутливість.

У третьому розділі наведено аналіз поглинання оптичного випромінювання в кремнієвій фотоструктурі. Досліджено аналітичну залежність профілю коефіцієнта збору носіїв заряду $P(x)$ та внутрішньої квантової ефективності η_i від фізико-геометричних параметрів кремнієвого фотодіода (ФД).

Встановлено, що найбільший вклад в ближню спектральну ІЧ-область амперватної чутливості визначають товщина структури h , час життя неосновних носіїв заряду τ та коефіцієнт відбиття зворотної сторони r_{back} . Це дозволило встановити теоретичні обмеження та визначити шляхи оптимізації фоточутливої кремнієвої структури.

Для кількісної оцінки аналітичної моделі внутрішньої квантової ефективності η_i було розроблено кремнієвий ФД та промодельовано його технологічний процес виготовлення за дифузійно-планарною технологією. Основну увагу приділено високотемпературним операціям окиснення кремнію та дифузії легуючих домішок бору та фосфору.

Розроблено інтерференційний вузькосмуговий фільтр та виконано моделювання його оптичних характеристик. Шляхом оптимізації кількості шарів, їх товщин та послідовності було запропоновано інтерференційну структуру зі зменшеною кількістю шарів, що покращило надійність та стабільність оптичних параметрів, що забезпечують пропускання $T \sim 0,9$ на центральній довжині хвилі $\lambda_c = 940$ нм зі значеннями FWHM = 7–15 нм.

Проведено теоретичне проектування світлодіодної AlGaAs/GaAs гетероструктури. Обґрунтовано геометрію активної зони з необхідної діаграмою спрямованості випромінювання та аналіз шляхів стабілізації потужності оптичного випромінювання у вузькому спектральному діапазоні для використання у колімованому джерелі ІЧ-випромінювання, що забезпечує мінімальне розходження оптичних променів.

У четвертому розділі наведено результати вимірювання параметрів виготовлених партій оптоелектронних компонентів пірометричної системи: фотодіодів, фільтрів та світлодіодів.

Досліджено конструктивно-технологічні параметри виготовлених кремнієвих p^+-n структур та визначено їх геометричні параметри шарів експериментальним шляхом. Співставлення отриманих даних із результатами чисельного моделювання у середовищі TCAD показало гарну кореляцію, що підтверджує правильність обраної фізичної моделі розрахунку.

Проведено експериментальне дослідження оптоелектронних параметрів кремнієвих p^+-n ФД та розробленого фотоприймального модуля на базі трансімпедансного підсилювача. Представлені експериментальні залежності темнового струму, ампер-ватної чутливості та її температурного коефіцієнта показали, що параметри виготовлених ФД є достатніми для використання в прецизійній фото- та радіометрії.

Показано результати спектральної селективності виготовлених зразків вузькосмугових інтерференційних фільтрів. Проведено дослідження спектрів пропускання за допомогою спектрофотометра при прямому падінні випромінювання та падінні під кутом, оцінено вплив фізико-хімічної деградації шарів інтерференційної структури на її оптичні параметри. Досліджено емісійні та електричні характеристики LED-структур для використання в колімованому джерелі ІЧ-випромінювання.

Представлені експериментальні результати вимірювань оптоелектронної пірометричної системи, а також встановлено апроксимаційні залежності потужності оптичного сигналу оптоелектронної пірометричної системи від температури процесу, що дозволяють розширити нижній температурний діапазон вимірювань.

Ключові слова: наночастинки, нанорозмірні шари, наноструктури, гетероперехід, ГФЕ МОС, $A^{III}B^V$, тонка плівка, сенсори, провідність, вольт-амперні характеристики, легування, кремній, діоксид кремнію, діод, пірометрія.

ABSTRACT

Novikov D. O. Optoelectronic pyrometric system for diagnostic of epitaxial layer parameters with variable emissivity. – Qualifying scientific work on the rights of a manuscript. Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy in Specialty 153 – Micro- and Nanosystem Engineering (Field of Study 15 – Automation and Instrumentation). – National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Kyiv, 2026.

The dissertation is devoted to the research of an optoelectronic pyrometric system for diagnosing the temperature, layer thickness, and cluster nucleation dynamics of $A^{III}B^V$ solid compound epitaxial layers during the the Metal-Organic Chemical Vapor-Phase Deposition (MOCVD) process. The dissertation consists of an introduction, four chapters, conclusions to each chapter, general conclusions, a list of references, and one appendix.

The introduction discloses the relevance of the research topic, defines the goal, key tasks, object and subject of the research. Describes the scientific novelty and practical significance of the obtained results. Provides information on the author's personal contribution, approbation, as well as the structure and scope of the dissertation.

The first section of the dissertation analyzes the growth parameters of $A^{III}B^V$ compounds, the functional capabilities and limitations of epitaxy methods. It is shown that when performing epitaxial layer growth, one of the important diagnostic parameters is the substrate temperature. To obtain high-quality heterostructures with reproducible parameters, the implementation of an optoelectronic system for the precise real-time diagnostics of substrate surface parameters in the deposition area becomes an essential requirement, since the chemical kinetics of the epitaxial growth process for many complex semiconductor devices is very sensitive to temperature changes, especially when forming quantum-scale structures and active layers of lasers and LEDs.

The choice of the MOCVD technology as the most commercially scalable method for obtaining epitaxial layers is justified, which allows depositing a wide range of $A^{III}B^V$ materials,

ensuring stable process reproducibility and high uniformity of the parameters of the obtained device heterostructures.

The analysis of existing types of reactors is carried out and it is shown that the design of MOCVD reactors is determined primarily by the hydro- and thermodynamics of the process. It is established that the uniformity of epitaxial layer deposition in vertical reactors is achieved by fast rotation of the substrate holder, or by minimizing the distance between the holder and the upper wall of the reactor chamber.

The differences between the methods for diagnosing the parameters of epitaxial layers are highlighted. It is shown that the use of *in-situ* methods based on the interaction of electrons or ions with the surface is impossible for MOCVD due to the absence of vacuum in the growth chamber and the presence of a carrier gas flow. Such methods include, for example, Reflection high-energy electron diffraction (RHEED) in the molecular beam epitaxy (MBE) method, which is not commercially widespread due to the low growth rate.

Instead, it is shown that the control of the parameters of epitaxial layers (temperature, thickness of the growing layer, and dynamics of nanocluster formation) can be effectively carried out only by contactless optical pyrometric methods that take into account the change in the emissivity of the growing epitaxial layers.

The second section of the dissertation investigates and analyzes the features of the practical application of the pyrometry method with compensation for changes in emissivity. It is established that to achieve the required accuracy, measurements must be carried out in a narrow range of wavelengths $\Delta\lambda$, angles of incidence $\Delta\theta$ and in a narrow range of polarization states $\Delta\sigma$.

Analytical dependences of the error in determining the parameters of epitaxial layers on the characteristics of optoelectronic components of the pyrometric optoelectronic system are established.

The optical characteristics of semiconductor compounds $A^{III}B^V$ and substrates for their growth depending on the growth temperature are investigated. The temperature dependence of

the band gap width E_g , which causes a shift in the absorption edge λ_{cr} , is analyzed. This shift directly affects the value of the absorption coefficient α , which determines the emissivity ε of materials.

It is established that the values of the spectral brightness of epitaxial layers within the growth temperature range are sufficient for the use of semiconductor photodetectors. As a result, a silicon p - n photodiode was chosen as the photodetector, and an AlGaAs/GaAs LED heterostructure was chosen as the IR radiation source.

The working spectral range of wavelengths $\lambda = 920\text{--}940$ nm was justified. The use of this range ensures sufficient brightness of the pyrometric signal, high ampere-watt sensitivity of silicon photodetectors (PD) (~ 0.5 A/W) and its minimum temperature coefficient (~ 0.2 %/°C).

A relationship has been established between the Full Width at Half Maximum (FWHM), the shape and transmittance coefficients of bandpass interference filters, and the accuracy of determining epitaxial layer parameters. It is shown that for the range of 920–940 nm, the values of FWHM = 7–15 nm provide the smallest error in determining the parameters in the entire temperature range of growth.

It is determined that for high-temperature epitaxy (above 750 °C), taking into account the dependence of the temperature sensitivity coefficient of spectral brightness and the high level of the pyrometric signal, the use of FWHM = 7 nm leads to the minimum measurement error in the temperature range of 750–1200 °C.

It is established that the diameter of the measurement spot $D_p = 3\text{--}6$ mm provides sufficient values of the optical signal power and spatial resolution for high-precision diagnostics and control of the parameters of growing epitaxial layers.

For the registration of pyrometric and surface-reflected signals, various photodiode circuit configurations were analyzed. A transimpedance amplifier (TIA) based circuit was selected, as it provides the necessary response speed and high sensitivity.

The third section presents an analysis of the absorption of optical radiation in a silicon photostructure. The analytical dependence of the profile of the charge carrier collection coefficient $P(x)$ and the internal quantum efficiency η_i on the physical and geometric parameters of the silicon photodiode (PD) is investigated.

It was found that the greatest contribution to the near-IR spectral region of ampere-watt sensitivity is determined by the structure thickness h , the lifetime of minority charge carriers τ and the reflection coefficient of the back side r_{back} . This allowed to establish theoretical limitations and determine ways to optimize the photosensitive silicon structure.

To quantitatively evaluate the analytical model of the internal quantum efficiency η_i , a silicon photodiode was developed, and its manufacturing process was modeled using planar diffusion technology. Primary focus was placed on high-temperature operations, specifically silicon oxidation and the diffusion of boron and phosphorus dopants

A narrow-band interference filter was developed, and its optical characteristics were modeled. Through the optimization of layer count, thicknesses, and sequence, an interference structure with a reduced number of layers was proposed. This modification enhanced the reliability and stability of the optical parameters, ensuring a transmittance of $T \sim 0.9$ at the center wavelength $\lambda_c = 940$ nm with FWHM values ranging from 7 to 15 nm.

The theoretical design of an AlGaAs/GaAs LED heterostructure was conducted. The geometry of the active region was justified based on the required radiation pattern, alongside an analysis of methods for stabilizing optical output power within a narrow spectral range. This design is intended for use in a collimated IR radiation source, ensuring minimal optical beam divergence.

The fourth chapter provides an presentation and a detailed analysis of the measurement results obtained from the characterization of various fabricated batches of optoelectronic components designed for the optoelectronic pyrometric system, specifically focusing on silicon photodiodes, interference filters, and light-emitting diodes (LEDs).

The design and technological parameters of the fabricated silicon p^+-n structures were investigated, and their geometric layer parameters were determined experimentally. Having compared the empirical data with the results derived from numerical simulations performed within the TCAD (Technology Computer-Aided Design) environment, a high degree of correlation was observed. This alignment serves as a validation, confirming the accuracy of the physical calculation model selected for this study.

Furthermore, an extensive experimental study was carried out to evaluate the optoelectronic parameters of the silicon p^+-n photodiodes, as well as the performance of the developed photodetector module based on a transimpedance amplifier. The presented experimental dependencies regarding dark current, responsivity (ampere-watt sensitivity), and its temperature coefficient demonstrated that the parameters of the fabricated photodiodes are sufficient for use in precision photo- and radiometry.

The spectral selectivity results of the fabricated narrow-band interference filter samples are presented. The transmittance spectra were analyzed using spectrophotometric methods under both normal and oblique radiation incidence, while a specialized assessment was performed to determine the extent to which the physicochemical degradation of the interference layers impacts the long-term stability of the optical parameters. Additionally, the emission and electrical characteristics of the LED structures were investigated for their application in a collimated IR radiation source.

Experimental measurement results of the optoelectronic pyrometric system are presented. Through the establishment of precise approximation dependencies between the optical signal power and the process temperature, it has become possible to extend the lower threshold of the temperature measurement range, thereby widening the effective dynamic range of the pyrometric measurements.

Keywords: *nanoparticles, nanoscale layers, nanostructures, heterojunction, MOCVD, $A^{III}B^V$, thin film, sensors, conductivity; I-V characteristics, doping; silicon, silicon dioxide, diode, pyrometry.*

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

Праці, в яких опубліковано основні результати дисертації

1. V.G. Verbitskiy, V.S. Antonyuk, A.O. Voronko, L.M. Korolevych, D.O. Verbitskiy, and D.O. Novikov, «Matrix of Photosensitive Elements for Determining the Coordinates of the Source of Optical Radiation,» J. Nano- Electron. Phys., Volume 13, Year 2021, Number 4 (2021). [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(4\).04029](https://doi.org/10.21272/jnep.13(4).04029). (Стаття у періодичних виданнях, включених до переліку наукових фахових видань України та проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: досліджено алгоритм визначення координат випромінювання; V.G. Verbitskiy: проведено рецензування та редагування; V.S. Antonyuk: проаналізовано характеристики визначення напрямку; A.O. Voronko: розроблено та проаналізовано топології позиційно-чутливих матриць фоточутливих елементів; L.M. Korolevych: проведено візуалізацію отриманих даних; D.O. Verbitskiy: проведено статистичний аналіз похибки визначення положення для плям різної конфігурації).
2. А. О. Воронько і Д. О. Новіков, «Залежність точності визначення температури від ширини смуги пропускання інтерференційного фільтра в системах оптичної пірометрії,» Вісник Київського політехнічного інституту. Серія Приладобудування, вип. 65(1), с. 52–57, Черв. 2023, [https://doi.org/10.20535/1970.65\(1\).2023.283332](https://doi.org/10.20535/1970.65(1).2023.283332). (Стаття у періодичному науковому фаховому виданні категорії Б). (Особистий внесок автора: проаналізовано вплив FWHM інтерференційного фільтра на точність визначення температури; А. О. Воронько: визначено необхідні значення FWHM для застосування в оптоелектронній пірометричній системі з компенсацією випромінювання).
3. A. Voronko, D. Novikov, and O. Shymanovskyi, «Temperature Drift of Silicon Photodiode Spectral Sensitivity,» Radioelectron. Commun. Syst., vol. 66, pp. 74-84, Apr. 2024. <https://doi.org/10.3103/S073527272302005X>. (Стаття у періодичних виданнях, проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: досліджено аналітичну модель

температурної залежності ампер-ватної чутливості кремнієвих фотодіодів; А. Voronko: виміряно оптоелектронні характеристики виготовлених фотодіодів; О. Shymanovskiy: проведено аналіз технологічного процесу та виготовлено зразки).

4. A. Voronko, D. Novikov, D. Verbitskiy, M. Chmyr, O. Voloshyn, O. Belkevych, and M. Holubets, «Specifics of designing an infrared pyrometer-reflectometer for semiconductor heterostructure fabrication,» *Bull. Kyiv Polytech. Inst. Ser. Instrum. Mak.*, no. 67(1), pp. 25–30, Jun. 2024. [https://doi.org/10.20535/1970.67\(1\).2024.306723](https://doi.org/10.20535/1970.67(1).2024.306723). (Стаття у періодичному науковому фаховому виданні категорії Б). (Особистий внесок автора: досліджено схему підсилення та оптоелектронні характеристики; А. Voronko: досліджено схему колімації випромінювання; D. Verbitskiy: досліджено динамічні характеристики; М. Chmyr: досліджено ампер-ватну чутливість; О. Voloshyn: досліджено температурний коефіцієнт чутливості; О. Belkevych: досліджено спектральну яскравість світлодіодів; М. Holubets: проведено візуалізацію даних).

5. A. Voronko, D. Novikov, D. Verbitskiy, and O. Voloshyn, «Analysis of the structure of interference coatings for the optimization of the parameters of narrowband optical filters,» *Bull. Kyiv Polytech. Inst. Ser. Instrum. Mak.*, no. 68(2), pp. 18–23, Dec. 2024. [https://doi.org/10.20535/1970.68\(2\).2024.318177](https://doi.org/10.20535/1970.68(2).2024.318177). (Стаття у періодичному науковому фаховому виданні категорії Б). (Особистий внесок автора: промодельовано оптичні характеристики розроблених фільтрів; А. Voronko: проведено оптимізацію інтерференційної структури; D. Verbitskiy: досліджено математичну модель оптичних властивостей тонких плівок; О. Voloshyn: проведено візуалізацію даних).

6. S. Krukovskiy, M. Vakiv, Y. Yashchyshyn, V. Arikov, A. Voronko, D. Novikov, D. Verbitskii, and O. Kryvets, «Properties of Low-Temperature GaAs Obtained by LPE Method for Terahertz Devices,» *Radioelectron. Commun. Syst.*, vol. 67, pp. 430–437, Aug. 2025. <https://doi.org/10.3103/S0735272724080041>. (Стаття у періодичних виданнях, проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: визначено товщину епітаксійних шарів; S. Krukovskiy: оптимізовано вміст диспрозію та алюмінію; М. Vakiv:

виготовлено зразки; Ye. Yashchyshyn: виміряно спектри відбиття та пропускання; V. Arikov: досліджено профілі розподілу концентрації електронів; A. Voronko: досліджено профілі розподілу рухливості електронів; D. Verbitskii: досліджено залежність питомого опору; O. Kryvets: проведено візуалізацію даних).

7. D. O. Novikov, M. S. Kukurudziak, A. O. Voronko, M. S. Solodkyi, and V. S. Antonyuk, «p-i-n Photodiode with a p⁺ Guard Ring,» *J. Nano- Electron. Phys.*, vol. 17, no. 5, p. 05018, Oct. 2025. [https://doi.org/10.21272/jnep.17\(5\).05018](https://doi.org/10.21272/jnep.17(5).05018). (Стаття у періодичних виданнях, проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: промодельовано розподіл легуючої домішки; Mykola S. Kukurudziak: виготовлено зразки; Andriy O. Voronko: досліджено оптоелектронні характеристики, Dmytro P. Koziarskyi: досліджено електрофізичні характеристики; Ivan P. Koziarskyi: досліджено динамічні характеристики).

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

8. A. Voronko, D. Novikov, O. Belkevych, O. Voloshyn, and D. Verbitskiy, “Development Features of Metrological Equipment for Monitoring the Growth of III-V Heterostructures using MOCVD,” in *Proc. 2024 IEEE 42nd Int. Conf. Electron. Nanotechnol. (ELNANO)*, Kyiv, Ukraine, May 13–16, 2024, pp. 337–340, <https://doi.org/10.1109/ELNANO63394.2024.10756924>. (Особистий внесок автора: встановлено залежності між характеристиками компонентів та точністю вимірювання; A. Voronko: проаналізовано температурний дрейф характеристик; O. Belkevych: досліджено спектральну яскравість світлодіодів; O. Voloshyn: проведено візуалізацію даних; D. Verbitskiy: досліджено динамічні характеристики).

9. A. O. Voronko and D. O. Novikov, “Error sources in a pyrometric system for controlling the parameters of A3B5 heterostructures during epitaxial growth,” in *Inf. Technol.: Sci., Eng., Technol., Educ., Health: Abstracts of the 31st Int. Sci.-Pract. Conf. MicroCAD-2023*, Kharkiv, Ukraine, May 17–20, 2023, pp. 445. [Online]. Available:

<https://repository.kpi.kharkov.ua/items/36de400e-ae34-49d4-82cb-9da5a8b432e6>.

(Особистий внесок автора: систематизовано джерела похибок у пірометричній системі; А. О. Voronko: проведено обговорення результатів).

10. A. Voronko and D. Novikov, “Progression of epitaxial wafers as a key factor of innovative growth of the complex semiconductor market,” presented at the *XXIII Int. Sci. and Pract. Conf. Development of Entrepreneurship as a Factor of National Economic Growth*, Kyiv, Ukraine, Dec. 2024, pp. 115–115. [Online]. Available: <https://conf-keip.kpi.ua/article/view/317783> (Особистий внесок автора: систематизовано розвиток ринку підкладок; А. О. Voronko: проведено обговорення результатів).

11. M. Vakiv, S. Krukovskyi, V. Arikov, A. Voronko, D. Novikov, and D. Verbitskiy, “Investigation of the Properties of Low-Temperature GaAs Doped with Rare Earth and Isovalent Elements Obtained by the LPE Method,” in *Abstr. Int. Conf. Innovative Materials and NanoEngineering (IMNE’2024)*, Dovgoluka, Ukraine, Sept. 13–16, 2024, p. 39. [Online]. Available: <https://ena.lpnu.ua/items/e2bflc4b-000e-44b2-bc3f-c008bc52a2bf>. (Особистий внесок автора: визначено товщину епітаксійних шарів; М. Vakiv: виготовлено зразки; S. Krukovskyi: оптимізовано вміст диспрозію та алюмінію; V. Arikov: досліджено профілі розподілу концентрації електронів; А. Voronko: досліджено профілі розподілу рухливості електронів; D. Verbitskiy: досліджено залежність питомого опору).

12. М. Кукурудзяк, Д. Новіков, А. Воронько, Ю. Семенюк «р-і-п фотодіод для моніторингу процесів газофазної епітаксії» *X Всеукраїнська науково-практична конференція «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп’ютерних систем» MEICS-2025*, 26-28 листопада 2025 р., м. Дніпро, Україна. [Online]. Available: <http://meics.dnure.dp.ua/files/MEICS-2025.pdf>. (Особистий внесок автора: промодельовано розподіл легуючої домішки; М. Кукурудзяк: виготовлено зразки; А. Воронько: досліджено оптоелектронні характеристики; Ю. Семенюк: досліджено динамічні характеристики).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	18
ВСТУП.....	19
Розділ 1. МЕТОД ГАЗОФАЗНОЇ ЕПІТАКСІЇ З МЕТАЛОРГАНІЧНИХ СПОЛУК	26
1.1 Порівняння технологій епітаксійного росту	26
1.2 Ключові процеси ГФЕ МОС та конструкційні особливості реакторів	33
1.3 Методи діагностики параметрів поверхні	42
Висновки до розділу 1.....	56
Розділ 2. ОПТОЕЛЕКТРОННИЙ КАНАЛ ПРОМЕТРИЧНОЇ СИСТЕМИ ДІАГНОСТИКИ ЕПІТАКСІЙНИХ ШАРІВ	57
2.1 Вибір робочого спектрального діапазону пірометричної системи	59
2.2 Аналіз похибок та вибір фотодетектора і джерела випромінювання	65
2.3 Вибір параметрів оптичного фільтра	71
2.4 Вибір діаметру плями вимірювання та аналіз впливу на частоту дискретизації вимірювань.....	77
2.5 Вибір схеми підсилення та аналіз смуги пропускання.....	86
Висновки до розділу 2.....	90
Розділ 3. ПАРАМЕТРИ ОПТОЕЛЕКТРОННИХ КОМПОНЕНТІВ ПРОМЕТРА-РЕФЛЕКТОМЕТРА.....	92
3.1 Дослідження впливу параметрів приладової структури кремнієвого ФД на його оптоелектронні характеристики	92
3.2 Моделювання технологічних операцій виготовлення кремнієвого фотодіода ..	101
3.3 Моделювання оптичних параметрів смугового інтерференційного фільтра	111
3.4 Джерело випромінювання рефлектометра	125
Висновки до розділу 3.....	131

Розділ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОНЕНТІВ ТА ПІРОМЕТРИЧНОЇ СИСТЕМИ ДІАГНОСТИКИ ШАРІВ $A^{III}B^V$	132
4.1 Дослідження конструктивно-технологічних параметрів кремнієвих p^+-n фотоструктур	132
4.2 Експериментальне дослідження оптоелектронних параметрів кремнієвих p^+-n ФД	138
4.3 Аналіз спектральної селективності інтерференційних фільтрів	141
4.4 Оцінка емісійних та електричних характеристик LED-структур	144
4.5 Експериментальне дослідження характеристик оптоелектронної пірометричної системи	145
Висновки до розділу 4	153
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ	154
СПИСОК ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ	156
ДОДАТКИ	168
ДОДАТОК А. Список публікацій здобувача за темою дисертації	168

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

FWHM — (англ. *Full Width at Half Maximum*) повна ширина на рівні половини максимуму;

РФЕ — рідкофазна епітаксія;

ХГФЕ — хлоридна газофазна епітаксія;

ГФЕГ — гідридна газофазна епітаксія;

ХПЕ — хімічна пучкова епітаксія;

ГФЕ МОС — газофазна епітаксія з металоорганічних сполук;

МПЕ — молекулярно-променева епітаксія;

ДВШЕ — дифракція відбитих швидких електронів;

РРКП — рентгенівське розсіювання при ковзному падінні;

ДВСІФ — діелектричний вузькосмуговий інтерференційний фільтр;

ФД — фотодіод;

ФЧЕ — фоточутливий елемент;

ПЗ — програмне забезпечення;

TCAD — technology computer-aided design;

АЧТ — абсолютно чорне тіло;

BSG – borosilicate glass;

PSG – phosphosilicate glass;

ОПД – окислювально-підсилена дифузія.

ВСТУП

Актуальність тематики досліджень

Технологія газофазної епітаксії з металоорганічних сполук (ГФЕ МОС) на даний момент є найбільш комерційно масштабованим методом епітаксійного нарощування широкого спектру матеріалів $A^{III}B^V$ для отримання якісних приладових гетероструктур (лазерні діоди [1]–[5], світлодіоди [6]–[10], фотодіоди [11]–[15], сонячні елементи [16]–[20], транзистори на гетеропереходах [21]–[27]).

Осаджені методом ГФЕ МОС епітаксійні шари характеризуються високою чистотою, однорідністю за товщиною і складом, та різкими межами розділу при забезпеченні високої швидкості росту [28]. Конструкція реактора дозволяє отримати напівпровідникові структури з рівномірними параметрами по всій площі підкладки та забезпечує їх виску відтворюваність. Це забезпечує можливості селективного росту та контролю процесу в реальному часі [29].

Для усіх типів реакторів характерні великі градієнти температур, утворені нагрівачем тримача пластин, що спричинює виникнення конвекційних петель та турбулентності потоку газу-носія з металоорганічними прекурсорами. Хімічна кінетика процесу є надзвичайно температурнозалежною, тому в процесі формування гетерогенних епітаксійних шарів необхідним є безпосередній контроль температури в зоні епітаксійного осадження на поверхні підкладки [30]. Внаслідок термального розширення та розбіжності параметрів кристалічних ґраток підкладки та зростаючих шарів виникає нерівномірний градієнт температури, що призводить до невідтворюваності параметрів отриманих приладових гетероструктур по площі підкладки. Для забезпечення ламінарності потоку газу, використовуються реактори типу, що обертають тримач пластин з високою швидкістю, або конфігурації з малою відстанню між тримачем підкладок та верхньою стінкою [31].

Хоча методи МПЕ та ГФЕ МОС забезпечують схожі параметри вирощених гетероструктур, нижча продуктивність обмежує комерційне використання МПЕ. Це пов'язано з необхідністю забезпечення надвисокого вакууму 10^{-10} – 10^{-11} Торр (13,3–1,3 нПа) та низькою швидкістю росту. На відміну від МПЕ, метод ГФЕ МОС використовує атмосферний 760 Торр (101,3 кПа) чи знижений тиск 10–200 Торр (1,3 кПа) та проточний реактор, що значно ускладнює контроль процесу і зменшує кількість доступних для цього методів. Як наслідок, в процесі ГФЕ МОС неможливо використовувати методи аналізу поверхні, що базуються на взаємодії електронів чи іонів з поверхнею, такі як дифракція швидких відбитих електронів, Оже-електронна спектроскопія (ОЕС), та ін.

Також, враховуючи неможливість використання інерційних методів (термопара, та ін.) для прецизійного вимірювання температури в зоні епітаксійного росту на поверхні підкладок, особливо при формуванні квантово-розмірних структур, та забезпечуючи чистоту процесу в реакторі, для контролю процесу епітаксії використовують єдину доступну групу методів діагностики поверхні зростаючих епітаксійних шарів – пірометричні оптичні методи.

Важливим також є врахування зміни оптичних параметрів поверхні епітаксійних шарів в процесі росту, оскільки формування шарів гетероструктур змінює їх емісійну здатність ϵ . В основу роботи оптоелектронних систем моніторингу покладений метод оптичної пірометрії, що комбінує в собі вимірювання теплового випромінювання пластини з компенсацією зміни випромінювальної здатності. Компенсація реалізується використанням оптичної рефлектометрії, що вимірює інтенсивність відбитого від поверхні зростаючих шарів випромінювання, яке сформоване стабілізованим джерелом випромінювання. Даний метод дозволяє отримати реальне значення ϵ для прецизійного визначення просторового 2-D розподілу параметрів поверхні підкладок, що обертаються в реальному часі.

Оптимізація та вдосконалення, що направлені на покращення параметрів оптоелектронних пірометричних систем для контролю процесу газофазної епітаксії з

металоорганічних сполук є надзвичайно актуальним напрямом у розвитку технологій епітаксії, оскільки, враховуючи широке комерційне застосування технології ГФЕ МОС, та невелику кількість оптичних методів що доступні, будь-яка аналітика має виняткову цінність.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Робота виконана на базі кафедри мікроелектроніки та НДІ ЕМСТ в рамках НДР №0125U001384 «Експериментальні методи оптичної пірометрії з компенсацією випромінювання та дефлектометрії для вимірювання параметрів епітаксійних напівпровідникових шарів».

Мета та завдання дослідження

Мета: Розробка оптоелектронної пірометричної системи пірометра-рефлектометра для діагностики параметрів поверхні напівпровідникових шарів $A^{III}B^V$ та дослідження її характеристик в умовах динамічної зміни коефіцієнта випромінювання в процесі росту.

Для досягнення поставленої мети сформульовано та вирішено такі завдання:

1. Провести аналіз пірометричних систем, їх оптоелектронних компонентів та існуючих методів вимірювання для діагностики параметрів напівпровідникових шарів під час проведення епітаксії.

2. Встановити взаємозв'язок між фізико-геометричними параметрами кремнієвих фотоструктур та їх оптоелектронними характеристиками. Розробити та виготовити фотодетектори з мінімальним значенням темного струму та високим значенням ампер-ватної чутливості. Провести експериментальні дослідження виготовлених фотодетекторів.

3. Визначити аналітичні залежності точності визначення параметрів епітаксійних шарів від FWHM оптичних фільтрів. Встановити взаємозв'язок між параметрами шарів оптичних інтерференційних фільтрів та їх спектрами пропускання шляхом моделювання. Розробити інтерференційний вузькосмуговий фільтр з заданими

характеристиками. Виготовити дослідні зразки фільтрів та дослідити їхні оптичні властивості. Проаналізувати стабільність параметрів фільтрів в оптоелектронній системі.

4. Розробити світлодіодну структуру для стабілізованого джерела випромінювання коліматора оптоелектронної системи, виявити закономірності зміни оптичної потужності та розробити способи її стабілізації в необхідному спектральному діапазоні.

5. Експериментально дослідити характеристики оптоелектронної пірометричної системи.

Об'єкт дослідження – оптоелектронна пірометрична система контролю параметрів при епітаксійному осадженні.

Предмет дослідження – методи і засоби підвищення точності пірометричного контролю параметрів епітаксійних шарів зі змінною емісійною здатністю.

Методи дослідження – пірометрія, рефлектومتрія, інтерферометрія, вимірювання спектрів пропускання та відбивання, вимірювання вольт-амперних характеристик, вимірювання спектральних характеристик ампер-ватної чутливості та їх температурних коефіцієнтів. Сучасні методи комп'ютерного моделювання та аналізу, що ґрунтуються на використанні спеціалізованого програмного забезпечення ПЗ, вимірювання теплового випромінювання із використанням абсолютно чорного тіла (АЧТ) та оптичних фільтрів з відомими спектральними характеристиками.

Наукова новизна одержаних результатів

В даній роботі **вперше**:

- встановлено аналітичні залежності похибки визначення параметрів епітаксійних шарів від характеристик оптоелектронних компонент пірометричної оптоелектронної системи. Показано, що вимірювання в спектральній області $\lambda = 920\text{--}940$ нм забезпечують мінімальну похибку вимірювань в усьому температурному діапазоні епітаксійного процесу;

- розроблено та виготовлено p^+-n фотодіодну структуру для застосування в прецизійних радіо- та фотометричних вимірюваннях з мінімальним значенням темнового струму $I_D \leq 30$ пА ($U_{\text{зміщення}} = 10$ мВ), монохроматичною спектральною чутливістю на рівні 518–532 мА/Вт при максимумі ампер-ватної чутливості на довжині хвилі 950 нм, температурним коефіцієнтом 0,15–0,2 %/°C та площею фоточутливої області 7,3 мм² (діаметр 2,7 мм), що відповідають рівню світових аналогів;
- встановлено взаємозв'язок між оптичними характеристиками (FWHM, коефіцієнти форми та пропускання) смугових фільтрів та точністю визначення параметрів епітаксійних шарів. Запропоновано інтерференційну структуру з меншою кількістю шарів, що покращило надійність та стабільність оптичних параметрів пірометричної системи в порівнянні з відомими аналогами, та забезпечило мінімальну похибку вимірювань в діапазоні 920–940 нм;
- встановлено, що фізико-хімічна деградація шарів інтерференційної структури призводить до збільшення FWHM більше, ніж в 2 рази, з одночасним зміщенням центральної довжини хвилі, що спричиняє збільшення похибки визначення температури з 0,5 °C до 8 °C та значно збільшує нижній поріг вимірювання температури епітаксійного шару;
- встановлено апроксимаційні залежності потужності оптичного сигналу оптоелектронної пірометричної системи від температури процесу, що дозволяють розширити нижній температурний діапазон вимірювань з 450 до 390 °C. Розбіжність розрахункових теоретичних та експериментальних результатів становить менше 2%.

Практичне значення отриманих результатів

Результати досліджень проведених в даній дисертаційній роботі є базовими для проектування прецизійних системи діагностики параметрів процесів епітаксії, що забезпечує мінімізацію похибок вимірювання параметрів епітаксійних шарів зі змінною емісійною здатністю.

Визначено аналітичні залежності параметрів оптоелектронних компонентів від точності визначення пірометричних оптичних сигналів. Представлені моделі можуть бути використані для розробки прецизійних фото- та радіометричних систем для вимірювання оптичної потужності об'єктів зі змінною випромінювальною здатністю у вузькому спектральному діапазоні.

Розроблені напівпровідникові AlGaAs/GaAs світлодіодні гетероструктури можуть бути використані в якості ІЧ джерела випромінювання для розробки оптичних систем колімації з мінімальним кутом розходження променів.

Розроблені напівпровідникові фотоструктури можуть бути використані для розробки кремнієвих фотодіодів для прецизійних радіо- та фотометричних досліджень.

Особистий внесок здобувача

Дисертаційна робота є самостійно виконаним науковим дослідженням. Наукові результати, висновки та практичні розробки належать особисто автору. З наукових праць, опублікованих у співавторстві, в дисертації використано лише ті положення та ідеї, які є результатом власних досліджень здобувача.

Апробація результатів дисертації

Основні результати досліджень, викладених у дисертаційній роботі, доповідались і обговорювались на семінарах кафедри мікроелектроніки Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського", а також на таких всеукраїнських та міжнародних наукових конференціях:

1. Inf. Technol.: Sci., Eng., Technol., Educ., Health: Abstracts of the 31st Int. Sci.-Pract. Conf. MicroCAD-2023, Kharkiv, Ukraine, May 17–20, 2023.
2. 2024 IEEE 42nd Int. Conf. Electron. Nanotechnol. (ELNANO), Kyiv, Ukraine, May 13–16, 2024.
3. XXIII Int. Sci. and Pract. Conf. Development of Entrepreneurship as a Factor of National Economic Growth, Kyiv, Ukraine, Dec. 2024.
4. 4th International Conference on Innovative Materials and NanoEngineering

(IMNE'2024), 13–16 September, 2024, Dovgoluka, Ukraine.

5. X Всеукраїнська науково-практична конференція «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп'ютерних систем» MEICS-2025, 26-28 листопада 2025 р., м. Дніпро, Україна

Публікації

За результатами виконаного дослідження опубліковано 12 наукових праць, зокрема, 4 статті у періодичних виданнях, включених до переліку наукових фахових видань України та проіндексованих у Scopus, 3 статті у періодичних наукових фахових виданнях категорії Б, 5 тез доповідей у збірниках матеріалів конференцій.

Структура і об'єм дисертації

Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів з підрозділами та висновками, основних результатів та висновків, списку використаних літературних джерел та одного додатку. Загальний обсяг складає 171 сторінку, у тому числі 154 сторінки основного тексту. Список літературних джерел містить 102 найменування.

РОЗДІЛ 1. МЕТОД ГАЗОФАЗНОЇ ЕПІТАКСІЇ З МЕТАЛООРГАНІЧНИХ СПОЛУК

Попри те, що епітаксію та осадження тонких плівок часто вживають як суміжні поняття, важливо зазначити, що в процесі епітаксії кристалографічна інформація завжди успадковується від кристалічної структури підкладки. Це не означає, що підкладка і шар повинні мати ідентичний хімічний склад та параметри ґраток. Це означає, що завдяки періодичним поверхневим зв'язкам відбувається впорядковане розташування структурних елементів шару на гомо- чи гетеропідкладці.

Осадження означає лише нанесення покриття на підкладку. Підкладка може бути навіть аморфною, тобто не передавати шару жодної кристалографічної інформації. У такому випадку осаджений шар зазвичай виходить полікристалічним або ж аморфним.

Методи газофазної (ГФЕ) та молекулярно-променевої (МПЕ) епітаксії складають основу сучасної технології напівпровідникових матеріалів $A^{III}B^V$, адже вони дають змогу точно налаштовувати та контролювати параметри, що впливають на кінетику росту.

Однак, епітаксійні технології мають не лише дозволяти осаджувати структури з високими експлуатаційними характеристиками, але й бути рентабельними та гарантувати високу пропускну здатність для застосування в галузях масового виробництва.

1.1 Порівняння технологій епітаксійного росту

На даний момент для вирощування напівпровідникових матеріалів доступна низка методів епітаксії, включаючи найперші технологічні методи, серед яких: рідкофазна епітаксія (РФЕ), хлоридна газофазна епітаксія (ХГФЕ), гідридна газофазна епітаксія (ГФЕГ), молекулярно-пучкова епітаксія (МПЕ), хімічна пучкова епітаксія (ХПЕ) та газофазна епітаксія з металоорганічних сполук (ГФЕ МОС).

Рідкофазна епітаксія РФЕ використовувалася для більшості ранніх досліджень напівпровідників групи $A^{III}B^V$. Зазвичай, обладнання, що необхідне для вирощування шарів відмінної якості є простим та дозволяє отримувати низькі рівні домішок та точкових дефектів. Частково це пов'язано зі стехіометрією матеріалу, отриманого за допомогою РФЕ. Наприклад, ріст GaAs із розплаву, збагаченого Ga, завжди дає матеріал із максимально збагаченою Ga стехіометрією. Таким чином, дефекти, такі як вакансії Ga та атоми As у позиціях Ga (As на місці Ga), практично відсутні в матеріалах вирощених методом РФЕ [32].

Вважається, що точковий дефект As пов'язаний із глибокою електронною пасткою, яка, як відомо, чинить негативний вплив на низку властивостей матеріалів. Відсутність фонових елементних домішок у матеріалі, вирощеному методом РФЕ, частково пояснюється доступністю металів високої чистоти, які зазвичай використовуються як розчинники, та природним процесом очищення, що відбувається під час переходу з рідкої фази у тверду для розчинених речовин із коефіцієнтом розподілу, меншим за одиницю.

Дуже важливим для РФЕ-вирощування матеріалів, що містять Al, таких як AlGaAs, є процес очищення, під час якого кисень у системі утворює високостабільний Al_2O_3 на поверхні рідини, запобігаючи таким чином включенню кисню в епітаксійний шар [33]. Це дозволило раннім шарам AlGaAs, вирощеним методом РФЕ, бути значно кращими за шари, вирощені будь-яким іншим методом. Проблема РФЕ полягає в тому, що саме ця простота, яка робить процес таким привабливим для лабораторних застосувань, зрештою обмежує його гнучкість у комерційному виробництві складних сучасних структур приладів. Наприклад, вирощування багат шарових структур з різкими межами розділу є складним при використанні РФЕ [34]. Крім того, однорідність товщини епітаксійних шарів, вирощених РФЕ, зазвичай є низькою, з великими варіаціями як на малих, так і на великих площах. Це створює труднощі як із коефіцієнтом придатності для чутливих приладів, виготовлених на матеріалі, вирощеному методом

РФЕ, так і з масштабуванням процесу до великих розмірів, необхідних для виробничих операцій.

Іншим обмеженням є складність вирощування певних матеріалів. Особливо важливими прикладами є сполуки, що містять як Al, так і In. Високі значення коефіцієнтів розподілу Al створюють майже непереборні труднощі для росту методом РФЕ.

Незважаючи на ці труднощі, РФЕ досі використовується для виробництва деяких простих пристроїв, таких як світлодіоди на основі GaAs, завдяки кращим властивостям отриманого матеріалу (структурної релаксації та мінімізації макроскопічних напружень у товстих шарах, контрольованого легування амфотерними домішками в єдиному термічному циклі, та ін.) та, як наслідок, економічно ефективному виробництву дуже товстих епітаксійних шарів (10–100 мкм) [32]. Для деяких матеріалів і застосувань РФЕ залишається єдиним методом, що дає оптимальні результати. Проте, сфера комерційного застосування РФЕ постійно звужується через потребу в новітніх матеріалах та більш складних структурах.

Газофазна епітаксія ГФЕ є методом, який традиційно називають гідридною газофазною епітаксією, де елемент V групи транспортується до межі росту за допомогою гідридів. Також сюди входить традиційна галогенідна ГФЕ, де як катіонний, так і аніонний елементи транспортуються за допомогою галогеніду (зазвичай хлориду). Для вирощування GaAs це, як правило, відбувається шляхом пропускання AsCl_3 над рідким розплавом Ga. Методи ГФЕ також відіграли важливу роль у розробці складних $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ напівпровідників.

Перший GaAs ультрависокої чистоти було отримано за допомогою AsCl_3 -процесу, а гідридна ГФЕ досі використовується у великомасштабних комерційних виробництвах для виготовлення відносно простих світлодіодів з гомо-переходом на основі GaAsP [35].

Зазначені методи ГФЕ мають обмеження, аналогічні до методу РФЕ. Хоча формування гетероструктур є технічно реалізовним, для обох технологій цей процес

супроводжується значними труднощами, пов'язаними з контролем складу та товщини шарів. Чергування шарів зазвичай досягається шляхом механічного переміщення підкладки між двома або більше реакторними трубками. Такий недосконалий підхід є менш привабливим у порівнянні з новішими технологіями, такими як МПЕ, ХПЕ та ГФЕ МОС, де маніпулюють транспортуванням вихідних матеріалів, а не положенням підкладки.

Іншою суттєвою проблемою, пов'язаною з хлоридним транспортом, є складність вирощування матеріалів, що містять Al, через високу хімічну активність хлоридів алюмінію та труднощі з контролем дефектності структури. Як наслідок, комерційне використання подібних методів має певні обмеження. Зокрема, для досягнення високої кристалічної якості Al-вмісних шарів (наприклад, AlN) недостатньо стандартних підходів. Для мінімізації залишкових напружень і точкових дефектів необхідне застосування модифікованих методик (таких як епітаксія нітридів металів з газової фази) та використання гомогенних підкладок [36].

Молекулярно-променева епітаксія МПЕ є технологією, яка відіграла ключову роль у революції фізики напівпровідникових приладів, що сталася завдяки отриманню надграткових структур. Протягом кількох років МПЕ була єдиним методом, здатною створювати ідеально різкі межі розділу матеріалів без градієнтної перехідної області. На відміну від вищезгаданих методів, МПЕ є простішою за концепцією.

При епітаксійному нарощуванні методом МПЕ елементарні джерела елементів випаровуються з контрольованою швидкістю на нагріту підкладку в умовах ультрависокого вакууму. Низька швидкість осадження дозволяє реалізувати механізм пошарового росту та забезпечити прецизійний контроль товщини епітаксійних структур на атомарному рівні за допомогою методів, які базуються на взаємодії електронів чи іонів з поверхнею [37]. До даних методів можна віднести дифракцію відбитих швидких електронів (ДШВЕ), мас-спектрометрію (МС), що виступає в ролі аналізатора залишкових газів, Оже-електронну спектроскопію (ОЕС).

Хоча МПЕ може бути ідеальним інструментом для досліджень, у виробництві складних і різноманітних структур вона має обмеження для комерційного застосування. Необхідність в обладнанні для ультрависокого вакууму є дорогою як з точки зору капітальних, так і експлуатаційних витрат. Також, необхідність в зупинках технологічного процесу для поповнення вихідних матеріалів з розгерметизацією обладнання ультрависокого вакууму вимагає додаткових умов перед поверненням до вирощування матеріалів дуже високої чистоти.

Представлені обмеження призводять не лише до втрати виробничого часу, але й вносять не відтворюваність параметрів процесу. Наприклад, на якість матеріалу може вплинути відкриття реактора для заміни джерел елементів. Це, звісно, є чинником, що впливає на загальну економічну ефективність використання МПЕ для масового виробництва. Інша проблема, що обмежує виробничу здатність для приладів, які потребують товстих шарів, – це відносно низька швидкість росту.

Також, важким є усунення морфологічних дефектів, які, як вважається, спричинені елементарними джерелами катіонів. Ця проблема призводить до зниження виходу приладів, виготовлених на матеріалі, вирощеному за допомогою МПЕ. Іншою серйозною проблемою є складність вирощування фосфоровмісних матеріалів. Фосфор розсіюється в системі, зрештою накопичуючись у вакуумних насосах. Крім того, особливо складним є ріст сплавів, що містять як As, так і P. Ще важчим для МПЕ є ріст напівпровідників, що містять ще більш леткий N (наприклад, AlGaInN). Це серйозно обмежує універсальність процесу МПЕ.

Металоорганічна газофазна епітаксія ГФЕ МОС представляє собою хімічне осадження з газової фази, що є найбільш загальним терміном для опису процесу росту, оскільки він не вказує, чи є кінцевий шар монокристалічним, полікристалічним або аморфним. Початок досліджень ГФЕ МОС часто приписують виключно роботі Манасевіта та його колег наприкінці 1960-х років [38]. Рання робота описувала переважно отримання монокристалічних шарів широкого спектра напівпровідників

$A^{III}B^V$. Перші сумніви щодо кінцевої чистоти цих напівпровідників були розвіяні у 1975 році в ключовій статті, яка продемонструвала надзвичайно чистий арсенід галію GaAs з рухливістю за низьких температур, що перевищувала $100,000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Поява наприкінці 1970-х і на початку 1980-х років заяв про високоефективні прилади на основі неосновних носіїв стала останнім чинником, що призвів до вибухового зростання активності в галузі ГФЕ МОС у 1980-х і 1990-х роках [39]. Сьогодні значна частина роботи з ГФЕ МОС зосереджена навколо розробки, пов'язаної зі зростаючим використанням ГФЕ МОС для комерційних виробничих операцій.

Процес ГФЕ МОС є складним, таким чином, його розробка початково просувалася дещо повільніше, ніж у випадку значно простішої техніки МПЕ. На початку 1980-х років гострим питанням було, чи стане МПЕ чи ГФЕ МОС домінуючою технологією для виробництва складних напівпровідникових матеріалів для комерційного виготовлення приладів. На той час спільноту ГФЕ МОС все ще турбували питання, пов'язані з чистотою та внутрішніми обмеженнями щодо різкості перехідних областей матеріалів. Сьогодні ці перешкоди подолано. За допомогою ГФЕ МОС було отримано найчистіший InP фосфід індію, і GaAs арсенід галію такої ж чистоти, як і за допомогою будь-якого іншого методу. Також за допомогою ГФЕ МОС можна виробляти високоякісні нітриди для найпродуктивніших фотонних приладів короткохвильового діапазону. У цій галузі ГФЕ МОС є безумовним лідером. Також було продемонстровано здатність створювати переходи з атомарною товщиною.

Загалом прилади, вироблені за допомогою МПЕ, ХПЕ та ГФЕ МОС, мають дуже схожі експлуатаційні характеристики. Основними перевагами ГФЕ МОС порівняно з іншими методами є універсальність та доведена придатність для великомасштабного виробництва. Тому, ГФЕ МОС – це, безумовно найбільш універсальна техніка, придатна для виробництва практично всіх напівпровідникових сполук групи $A^{III}B^V$. Вона також виявилася найбільш економічним методом, особливо для виробництва приладів, що вимагають використання підкладок з великим діаметром.

Загалом, сприятлива економіка вимагає великомасштабності, високих швидкостей росту та високого виходу придатного матеріалу, тобто однорідності та відтворюваності. З цих причин дослідницькі, розробницькі та виробничі зусилля в галузі ГФЕ МОС зростали в геометричній прогресії протягом останніх двох десятиліть. Дані зусилля дали результат: поява низки комерційних установок ГФЕ МОС по всьому світу що використовуються для виробництва таких приладів, як світлодіоди у діапазоні від червоного до синього кольору, інжекційні лазери у декількох діапазонах довжин хвиль від ближнього ІЧ (включно з 1,55 мкм) до синього, детектори, сонячні елементи з найвищою ефективністю, а також надшвидкісні транзистори та інтегральні схеми. Дане обладнання тепер практично забезпечує експлуатацію «під ключ» реакторів для вирощування матеріалів для даних напівпровідникових приладів. Однак, залишається кілька проблем, зокрема необхідність використання дорогих реагентів та обмежена кількість оптичних методів контролю, необхідних для досягнення необхідної однорідності та відтворюваності параметрів гетероструктур.

Металоорганічна, або хімічна променева епітаксія МОМПЕ або ХПЕ є гібридною технологією, яка поєднує особливості металоорганічної газофазної епітаксії та молекулярно-променевої епітаксії. У цих технологіях металоорганічні або елементарні елементи групи III та металоорганічні, гідридні або елементарні елементи групи V вводяться в систему ультрависокого вакууму. МОМПЕ часто розглядається як окремий від ХПЕ метод через використання елементарних джерел елементів групи V. Фактично, у першій науковій роботі про МОМПЕ описувалося використання типових реагентів ГФЕ МОС в системі як засіб з'ясування фундаментальних аспектів процесу росту. Інша варіація техніки МПЕ, яку зазвичай називають газо-джерельною МПЕ (ГДМПЕ), використовує елементарні джерела елементів групи III у поєднанні з гідридними або металоорганічними джерелами елементів групи V.

На сьогодні якість матеріалів, вироблених за допомогою ХПЕ, є порівняною з якістю матеріалів, вироблених за допомогою методів МПЕ та ГФЕ МОС. Як і для МПЕ,

високий тиск пари N над нітридами $A^{III}B^V$ створює проблему для росту за допомогою ХПЕ. Також, відсутність великомасштабного реактора для виробничих застосувань та брак чітких і потужних мотивуючих факторів, що сприяють ХПЕ, ймовірно, залишили ХПЕ головним чином у статусі дослідницького інструменту, а не виробничої технології.

1.2 Ключові процеси ГФЕ та конструкційні особливості реакторів

Процес газофазної епітаксії з металоорганічних сполук ГФЕ МОС є складним багатофакторним явищем, що контролюється взаємодією низки фундаментальних фізико-хімічних процесів. Розуміння та керування цими процесами є критичним для отримання матеріалів із заданими властивостями. Ключові аспекти технології можна розділити на ряд взаємопов'язаних категорій.

Термодинамічні аспекти обумовлюють обмеження на фундаментальному рівні. Вони визначають рушійну силу епітаксії, яка встановлює теоретичну максимальну швидкість росту. Термодинамічний аналіз є ключовим для прогнозування та контролю стехіометрії шару, що зростає, ефективності включення легуючих домішок та кінцевого складу складних твердих розчинів. Крім того, термодинамічні фактори зумовлюють стабільність різних типів атомної реконструкції поверхні підкладки.

Кінетика росту значною мірою визначається процесами масо- та теплопереносу в реакторі. Гідродинаміка газової фази, включно з формуванням приповерхневих шарів, виникненням рециркуляційних потоків та наявністю «мертвих» зон, безпосередньо впливає на однорідність доставки реагентів до підкладки газом-носієм. Вирішальну роль відіграє температурний профіль поблизу нагрітої підкладки. Ефективність процесу залежить від швидкостей масопереносу, які реалізуються через механізми дифузії та конвекції. Саме ці механізми регулюють надходження реагентів до поверхні розділу фаз та відведення продуктів реакції від неї. У реальних системах також необхідно враховувати вплив стінок реактора на загальний тепло- та масообмін.

Фізичні поверхневі процеси обумовлюють морфологію та кристалічну досконалість зростаючого шару. До них належить поверхнева реконструкція (зміна атомної структури найвищого шару кристала), а також наявність терас, сходинок та зламів на них. Ці та інші елементи мікрорельєфу (рис. 1.1), їх розмір та взаємна відстань, часто виступають як активні центри для приєднання атомів. Ключовим механізмом росту є поверхнева дифузія адсорбованих атомів, яка може мати анізотропний характер, часто спричинений реконструкцією поверхні. Залежно від умов (температури, тиску, швидкості дифузії), зростання може відбуватися за механізмом двовимірної нуклеації (формування зародкових шарів на терасах) або через тривимірну нуклеацію (формування кластерів).

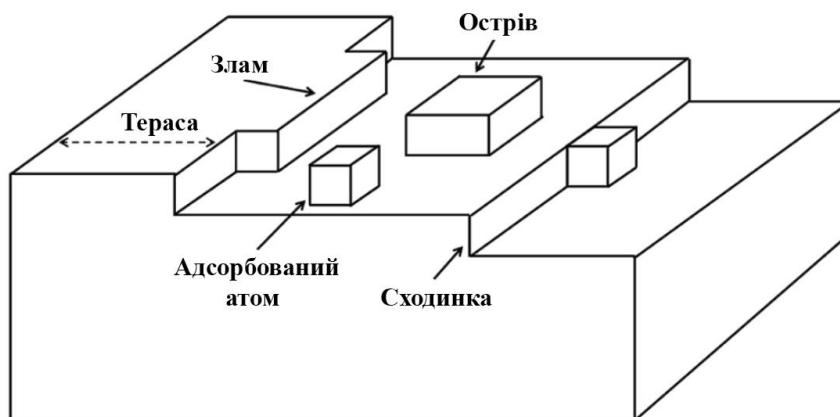


Рисунок 1.1 – Схематичне зображення поверхні з типовими елементами [39]

Хімічні реакції є основою технології ГФЕ МОС і поділяється на гомогенні (у газовій фазі) та гетерогенні (на поверхні, у твердій фазі). Гомогенні реакції включають утворення адуктів (хімічних сполук, що утворюється в результаті прямого приєднання двох або більше молекул) між прекурсорами, їх подальший піроліз та складні радикальні реакції, що можуть відбуватися ще до того, як реагенти досягнуть підкладки [40].

Гетерогенні реакції відбуваються безпосередньо на поверхні підкладки. Їхня кінетика залежить від стану поверхні (наявності реконструкції, густини та природи терас, зламів та інших дефектів). Ці процеси включають цикли адсорбції прекурсорів та

проміжних продуктів (інтермедіатів), їх піроліз на поверхні (який також може включати складні радикальні механізми) та, нарешті, десорбцію кінцевих продуктів реакції з поверхні у газову фазу.

Підповерхневі процеси є завершальною групою, що описують дифузію атомів вже всередині вирощеного матеріалу. Хоча дифузія в об'ємі кристалу зазвичай є повільним процесом за температур епітаксії, дифузія в кількох атомних шарах поблизу поверхні може відбуватися значно швидше. Це може впливати на різкість гетеропереходів та кінцевий профіль розподілу легуючих домішок.

Таким чином, керування процесом ГФЕ МОС вимагає комплексного підходу, що враховує складну взаємодію термодинамічних рушійних сил, кінетики масопереносу, фізики поверхні та складних хімічних перетворень у газовій фазі, на поверхні розділу, та в об'ємі структури.

Для проектування гідродинамічно коректних реакторів необхідно враховувати, що наявність різких змін діаметра реактора, присутність перешкод та рециркуляційні конвекційні потоки, що спричинені нагріванням газів можуть обмежувати здатність реакторів забезпечувати однорідні швидкості росту та стрибкоподібні зміни складу твердого розчину.

На рисунку 1.2 схематично проілюстровано декілька проблем кожної категорії, що зустрічалися у реакторах ГФЕ МОС. Також запропоновано гідродинамічно коректні рішення. Для уникнення рециркуляційних потоків можна використовувати напрямні пластини. Більш складним рішенням є використання складних, нелінійних форм для зони реактора, де відбувається розширення.

Додатковим практичним аспектом при проектуванні реактора, очевидно, є уникнення непродувних «мертвих» зон, (рис.1.2 (с)). Для вирішення цього у деяких реакторах використовуються спеціальні механізовані чотириходові клапани.

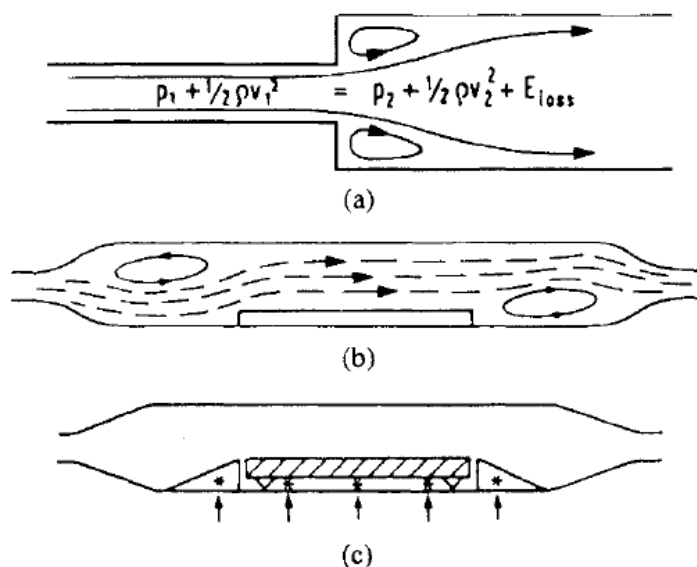


Рисунок 1.2 – Приклади неправильної конструкції реактора [41]: (а) модель зворотного потоку через різкий початковий діаметр труби, (б) модель зворотного потоку через теплове розширення та стиснення газу, (с) продувні простори

Для забезпечення різкої зміни газового складу потрібна система для швидкого перемикання вхідних газів з ліній продувки на робочі лінії у точці, що розташована дуже близько до входу в реакторну трубу. Також необхідно дбати про уникнення різниці тисків між лініями продувки та робочими, оскільки відомо, що це спричиняє небажані перехідні процеси у складі газової фази [42].

Досягнення стабільного перемикання потоків вимагає вирівнювання тисків у робочій та продувній лініях у вузлах триходових клапанів. Це реалізується або пасивним методом – через прецизійне проектування геометрії ліній для досягнення їх однакового гідродинамічного опору або активним методом. Останній передбачає встановлення автоматичних регуляторів тиску, які динамічно керують потоком у лінії продувки, підтримуючи диференційний тиск між лініями на мінімальному рівні.

Також, у ранніх конструкціях використовувалися вертикальні реактори з потоком газу, спрямованим донизу (рис. 1.3).

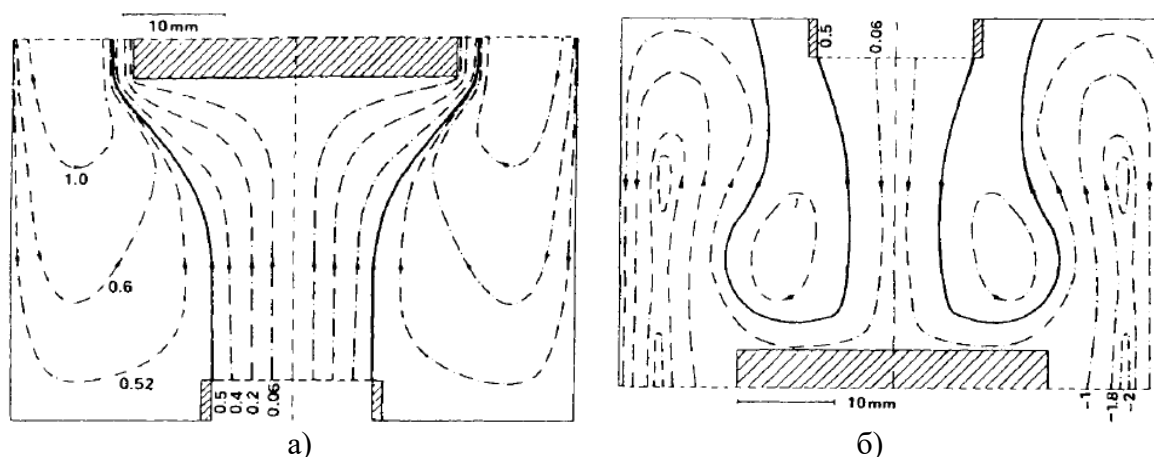


Рисунок 1.3 – Розрахункові лінії газового потоку для вертикального реактора з плоскою камерою при а) низхідному та б) висхідному потоках газу [43]

Вони здатні забезпечувати відмінні результати, однак, виходячи з розуміння газових потоків, такі конфігурації з високою ймовірністю створюють рециркуляційні зони, які посилюють передчасні реакції та унеможливають швидку зміну складу газової фази (рис. 1.4). Внаслідок рециркуляційних потоків швидкість росту та склад твердого розчину зазвичай значно варіюються по поверхні тримача підкладок.

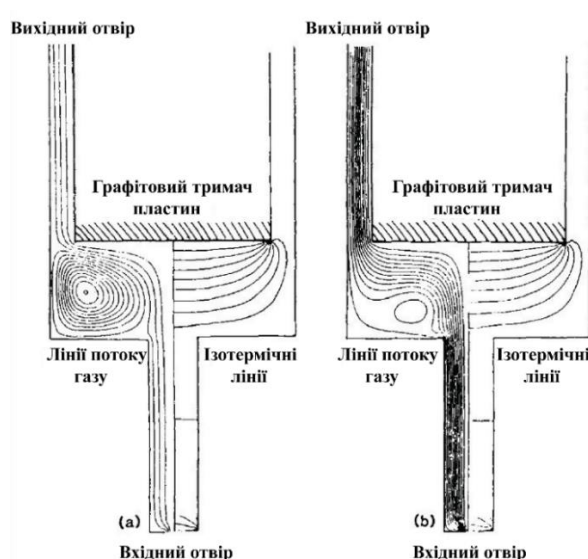


Рисунок 1.4 – Розраховані лінії потоку та контури градієнта температур в реакторі з інвертованою точкою застою: H_2 газ-носіє, потік = 0,5 л/хв, $T_{\text{підкладки}} = 900 \text{ K}$, $T_{\text{стінки}} = 450 \text{ K}$, $T_{\text{виходу}} = 300 \text{ K}$; (a) 500 Тор (66,6 кПа), (b) 15 Тор (2 кПа) [44]

Щоб запобігти цьому, дуже поширеним рішенням є обертання на невеликій швидкості тримача підкладок під час росту. Це дає змогу усереднити ефекти газового потоку, роблячи пластину симетричною відносно осі обертання. Результатом є значне покращення однорідності.

Більш складним та досконалим рішенням, є швидке обертання тримача підкладок для «продування» газу над підкладками. За належної схеми подачі газу це забезпечує рівномірну швидкість масопереносу до тримача підкладок і, таким чином, призводить до підвищення однорідності.

Інший підхід до уникнення рециркуляційних потоків у реакторах вертикального типу є використання реактора, що має горизонтальну геометрію з радіальним потоком, що описаний Фрілінком та ін., та показаний на рисунку 1.5 [45]. Високі швидкості газу, що досягаються в цьому реакторі, мінімізують паразитні реакції та забезпечують дуже ефективне використання прекурсорів.

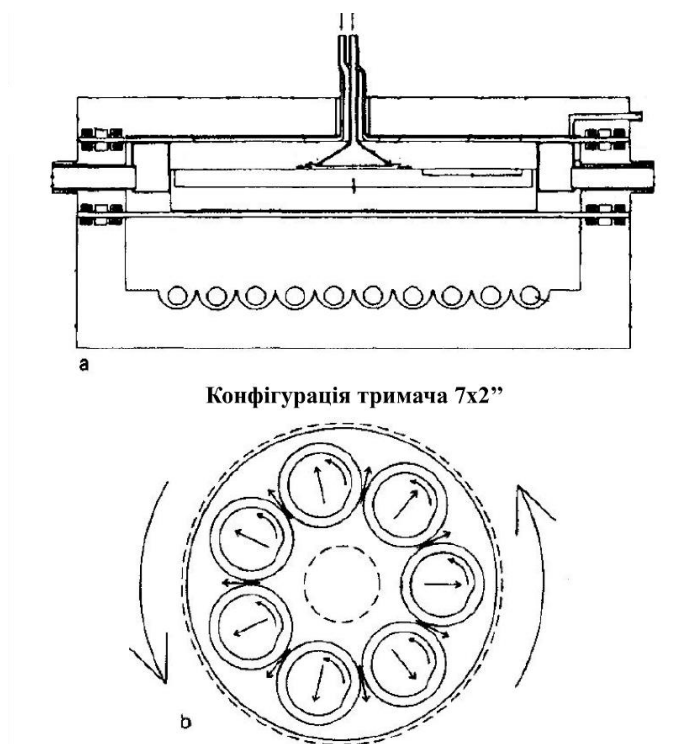


Рисунок 1.5 – (а) Поперечний переріз реакторної камери, (б) Вигляд зверху на тримач підкладок (напрямки обертання та потоку газу позначені стрілками) [45]

Обидва типи описаних реакторів мають здатність до великомасштабного комерційного використання та здатні забезпечувати однорідність товщини, складу твердих розчинів та легування на рівні приблизно $\pm 1\%$ на великих площах за умови вибору оптимальних параметрів росту. Більш прецизійні значення контролю досягаються при використанні засобів *in-situ* контролю.

Також, одним із підходів є інвертування реактора, як показано на (рис. 1.4), де реагенти подаються знизу, протікають повз підкладку, що встановлена догори дном, і виходять зверху.

Реактор «димиходного» типу («chimney» reactor) являє собою схожий підхід, де підкладки встановлені на бічних стінках реакторної труби (рис.1.6). Це дозволяє отримувати атомарно різкі гетеропереходи GaAs/AlGaAs. У цьому реакторі Лейс та ін. [46] здійснили незначну модифікацію, перетворивши його, по суті, на горизонтальний реактор, оскільки потік газу є майже паралельним до поверхні підкладки. Вхідний отвір для газу розташований у нижній частині реакторної труби, а підкладки встановлені на внутрішній стороні порожнистого, трубчастого тримача підкладок з прямокутним поперечним перерізом.

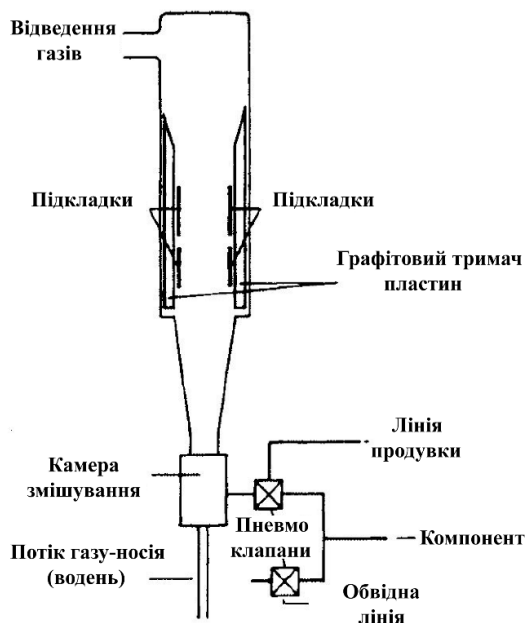


Рисунок 1.6 – Схематичне зображення реактора «димиходного» типу [46]

Інша геометрія реактора, що використовувалася в ранніх установках, застосовує горизонтальний потік газу, майже паралельний до поверхні пластини. Це найпростіша геометрія реактора, що здатна забезпечувати добру однорідність водночас із різкими змінами складу твердої фази. За належного співвідношення сторін та високої швидкості потоку можна уникнути зворотних потоків біля нагрітого тримача підкладок.

Плавне зменшення висоти каналу може бути використане для компенсації збіднення газу алкільними сполуками, що забезпечує рівномірну швидкість росту та склад твердої фази без вдавання до обертання підкладки. Цього можна досягти за допомогою конічної звужуваної камери, нахилоного тримача підкладок або нахиленої перегородки, встановленої над тримачем підкладок [47].

Правильно сконструйовані горизонтальні реактори, що працюють за атмосферного 760 Торр (101,3 кПа) чи зниженого тиску 10–200 Торр (1,3 кПа), здатні забезпечувати високий ступінь однорідності на площах підкладок у декілька квадратних дюймів (десятки квадратних сантиметрів). Для більших площ використовуються два підходи: застосування швидкого обертання підкладок та/або застосування нижчого тиску у реакторі. Типові характерні швидкості росту та технологічні параметри для вертикальних реакторів деяких сполук групи $A^{III}B^V$ представлені у таблиці 1.1

Таблиця 1.1 – Типові параметри росту ГФЕ МОС [47]

Система	Ефективність росту r_g/f_{III} (мкм $\times$ моль ⁻¹)	Тиск, атм	Джерело	$T, ^\circ\text{C}$
1	2	3	4	5
GaAs	$1,5 \times 10^4$	1	TMGa + AsH ₃	600 – 775
	$1,6 \times 10^4$	1		600
	$2,9 \times 10^3$	1		600 – 625
	$2,8 \times 10^3$	НТ (Низький тиск)		575 – 600

Продовження табл. 1.2

1	2	3	4	5
	$6,7 \times 10^2$	1	TEGa + AsH ₃	650
	$3,4 \times 10^2$	1		700
AlGaAs	$1,7 \times 10^3$	1	TMGa + TMAI + AsH ₃	700 – 750
	$4,5 \times 10^3$	1		680 – 720
GaSb	$4,5 \times 10^3$	1	TMGa + TMSb	620
	$> 10^4$	1	TMGa + TBDMSb	570 – 650
GaAsSb	$2,8 \times 10^3$	1	TMGa + TMSb + AsH ₃	600
	$0,7 - 1,6 \times 10^3$	1	TMGa + TMSb + TMAs (or AsH ₃)	600 – 650
InAs	3×10^4	1	EDMIn + AsH ₃	380 – 600
	1×10^4	1	TMIn + AsH ₃	400 – 600
	2×10^3	1	TEIn + AsH ₃	650 – 700
	$0,9 - 1,5 \times 10^3$	1		575 – 650
	2×10^3	1	TEIn + TMAs	550 – 600
	$4 - 6 \times 10^3$	1	TIPIIn + TBAs	300 – 400
InP	$3,8 \times 10^3$	1	TEIn + PH ₃	600
	$4,5 \times 10^2$	HT		550
	$7,9 \times 10^2$	1	TMIn - TEP + PH ₃	650
	$1,2 \times 10^3$	1	TEIn + PH ₃	650
	$6,9 \times 10^3$	1	TMIn + PH ₃	600
GaInAs	$7,6 \times 10^2$	HT	TEIn + TEGa + AsH ₃	550
	$1,4 \times 10^3$	1	TMGa + TMIn + TMAs	625
	$1,3 \times 10^3$	1	TMGa + TEIn + AsH ₃	600
	$2,0 \times 10^4$	1	TMGa + TMIn + AsH ₃	520 – 600
GaInP	$8,8 \times 10^2$	HT	TEIn + TEGa + PH ₃	600
	$5,2 \times 10^3$	1	TMIn + TMGa + PH ₃	625
InSb	$1,5 \times 10^4$	1	TMIn + TBDMSb	450
	1×10^4	1	TMIn + TDMAb	325 – 425
GaN	$1,4 \times 10^3$	1	TMGa + NH ₃	1000

1.3 Методи діагностики параметрів поверхні

У методології епітаксійного росту існує фундаментальний поділ підходів до характеристики матеріалів: методи *in-situ* та *ex-situ*. Дана класифікація базується на тому, де і коли проводиться аналіз – безпосередньо в реакторі під час процесу (*in-situ*) чи поза ним після його завершення (*ex-situ*). Це, по суті, визначає різницю між моніторингом процесу та аналізом кінцевого результату [48].

Враховуючи особливості технології ГФЕ МОС, а саме: атмосферний або знижений тиск в реакторі, потік газу-носія, високу хімічну активність прекурсорів та обертання пластин для забезпечення ламінарності потоку, єдиними методами, що дозволяють проводити моніторинг процесу епітаксійного росту є оптичні *in-situ* методи. Вимірювання в основному зосереджені на моніторингу динамічних параметрів, серед яких:

- Температура підкладки: найважливіший параметр процесу, для його контролю використовуються оптичні методи пірометрії (вимірювання теплового випромінювання) та пірометричної рефлектометрії (вимірювання відбивальної здатності поверхні);

- Динаміка росту та товщина: вимірюється шляхом аналізу світла, відбитого від поверхні зі зростаючими епітаксійними шарами. На цьому базуються методи лазерної рефлектометрії та еліпсометрії.

- Склад газової фази: моніторинг парціальних тисків прекурсорів та продуктів реакції відбуваються за допомогою методу оптичної спектроскопії, зокрема УФ-спектроскопії (УС) та Фур'є ІЧ-спектроскопії (англ. Fourier-transform infrared spectroscopy FTIR).

- Поверхнева структура та реконструкція поверхні: дифракція відбитих швидких електронів (ДВШЕ) протягом багатьох років використовується для *in-situ* визначення стану поверхні під час росту в умовах надвисокого вакууму. Осциляції ДВШЕ можна використовувати для моніторингу процесу росту з точністю до одного моношару.

Еквівалентним *in-situ* методом для ГФЕ МОС є рентгенівське розсіювання при ковзному падінні (РРКП) [49]. Однак, цей метод вимагає використання високоінтенсивного скануючого рентгенівського джерела, такого як синхротрон. Через високу ціну таких установок, ця методика не стала широко вживаною. Також застосовується метод спектроскопії відбивної анізотропії (СВА), який вимірює різницю у відбиванні світла від поверхні у двох перпендикулярних напрямках та його аналог в УФ-діапазоні – спектроскопія поверхневого фотопоглинання (СПФ). Основними їх недоліками є необхідність складної геометрії оглядового вікна реактора та наявності специфічних джерел випромінювання та детекторів [50];

Основна мета методів *ex-situ* – всебічна характеристика вирощеної структури. Методи *ex-situ* надають вичерпну інформацію про кінцеві властивості матеріалу:

- Морфологія та топографія поверхні: реалізується методами атомно-силової мікроскопії (АСМ) та скануючої електронної мікроскопії (СЕМ);
 - Атомна структура поверхні: метод скануючої тунельної мікроскопії (СТМ).
- Для зразків ГФЕ МОС вона використовується лише *ex-situ*, вимагаючи складної пасивації поверхні для захисту від окиснення;
- Кристалічна досконалість та склад: рентгеноструктурний аналіз РСА, що визначає склад твердого розчину (напр., $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$), товщину шарів, механічні напруження та ступінь кристалічної досконалості;
 - Оптичні та електронні властивості: методики фотолюмінесценції ФЛ, катодолюмінесценції КЛ, спектроскопія поглинання та пропускання, тощо.

Метод оптичної пірометрії є методом, що дозволяє безконтактно визначати температуру об'єкта шляхом вимірювання потужності його теплового випромінювання в інфрачервоному або видимому діапазонах. Даний метод ще називається методом яскравості, оскільки монохроматичне вимірювання відбувається на одній довжині хвилі λ . В основі цього підходу лежать фундаментальні закони теплового випромінювання, що пов'язують температуру тіла зі спектральною потужністю його світіння.

Поряд із перевагами, такими як простота практичного застосування, даний метод має і недоліки. Ключовою проблемою при цьому є врахування реальної випромінювальної здатності підкладки ε , яка відрізняється від моделі абсолютно чорного тіла (АЧТ) і, до того ж, може змінюватися під час процесу епітаксійного росту.

Закон Планка для спектральної яскравості L_b [Вт · см⁻² · ср⁻¹ · нм⁻¹] має вигляд:

$$L_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{M_{\lambda b}(\lambda, T)}{\pi} = \frac{2hc^2}{n^2\lambda^5 \left[e^{hc/n\lambda k_B T} - 1 \right]} = \frac{C_{1L}}{n^2\lambda^5 \left[e^{C_2/n\lambda T} - 1 \right]}, \quad (1.1)$$

де $M_{\lambda b}(T)$ – спектральна світимість;

n – показник заломлення середовища;

k_B – постійна Больцмана;

C_{1L} – перша радіаційна константа;

C_2 – друга радіаційна константа.

Для проведення найбільш точних вимірювань температури за допомогою оптичної пірометрії необхідним є те, щоб навіть невелика зміна температури T викликала якомога більшу відсоткову зміну сигналу S_p фотоприймача.

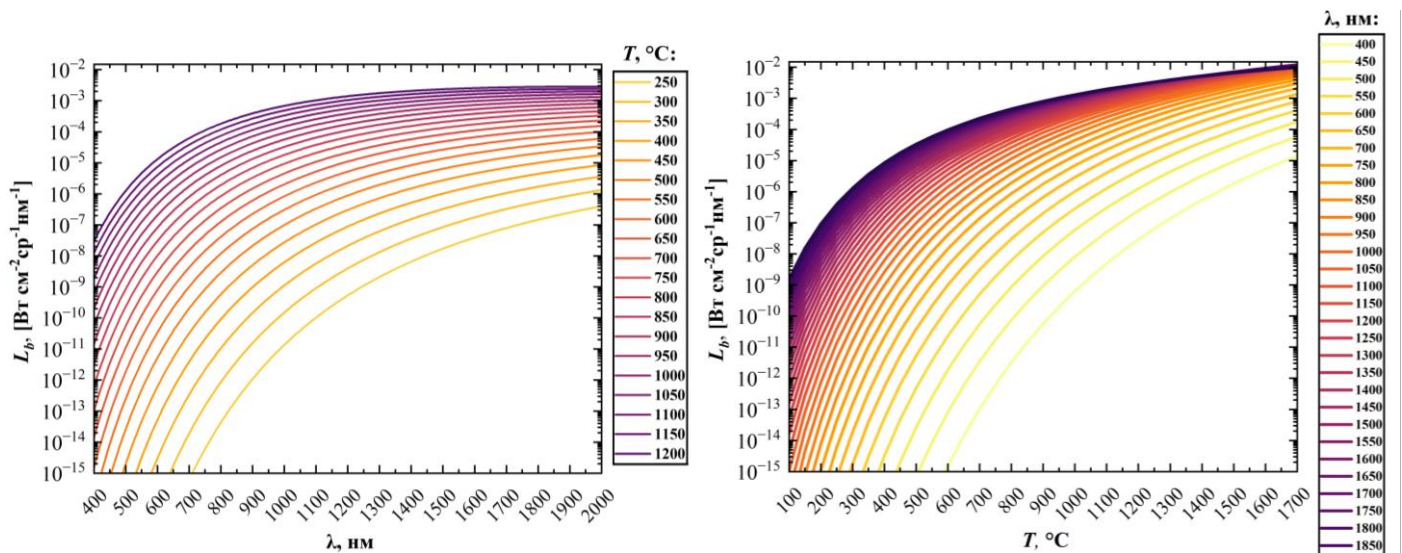


Рисунок 1.7 – Спектральний розподіл яскравості АЧТ в логарифмічному масштабі

Оскільки вираз закону Планка є громіздким для обчислень, то у випадку, коли $\lambda T \ll C_2$, експоненційний вираз стає набагато більшим за «1», і, як наслідок частиною «-1» можна знехтувати. Тоді вираз (1.1) набуває вигляду апроксимованого виразу Віна:

$$L_b(\lambda, T) d\lambda \cong \frac{c_1 L}{\lambda^5} e^{-c_2/\lambda T} d\lambda, \quad (1.2)$$

а подальше обчислення температури зводиться до єдиної операції логарифмування.

Аналіз (1.2), показує що відносна зміна спектральної яскравості, що пов'язана з пірометричним сигналом, співвідноситься з відносною зміною температури, як:

$$\frac{\partial L_b}{L_b} = \frac{c_2}{\lambda T} \frac{\partial T}{T}, \quad (1.3)$$

де $\partial L_b / L_b$ – відносна зміна сигналу;

$\partial T / T$ – відносна зміна температури;

$c_2 / \lambda T$ – коефіцієнт чутливості зміни сигналу.

Для збільшення чутливості необхідно зменшити λT в знаменнику, тобто, можна зробити висновок що для коротших довжин хвиль λ і нижчих температур T чутливість буде найвищою.

З іншої сторони, керуючись законом Планка (1.1), для менших значень температур і довжин хвиль, зменшується і сила спектральної яскравості $L_b(\lambda)$, тому при виборі спектрального діапазону вимірювань необхідно знаходити певне компромісне значення між силою оптичного сигналу і динамікою зміни спектральної яскравості L_b , що в першу чергу визначається спектральною чутливістю та шумами фотоприймача. Так, наприклад, для спектрального діапазону чутливості кремнієвого фотоприймача, значення зміни сигналу будуть наступні:

Таблиця 1.2 – Оцінка динаміки зміни спектральної яскравості АЧТ L_b

Довжина хвилі λ , нм	Температура, T					
	400 °C 673 K	500 °C 773 K	600 °C 873 K	700 °C 973 K	800 °C 1073 K	900 °C 1173 K
600	5,29 %/°C	4,01 %/°C	3,15 %/°C	2,53 %/°C	2,08 %/°C	1,74 %/°C
900	3,53 %/°C	2,67 %/°C	2,10 %/°C	1,69 %/°C	1,39 %/°C	1,16 %/°C

На практиці, при вимірюваннях за фіксованої температури T та довжини хвилі λ , на значення пірометричного сигналу S_p мають вплив такі чинники, як геометрія реактора, втрати на оптичних елементах системи, та ін., тому до основного рівняння визначення температури (1.2) вводиться коефіцієнт C , що дозволяє врахувати ці фактори:

$$S_p = C e^{-c_2 / \lambda T}. \quad (1.4)$$

Для визначення температури T та подальшого врахування C , виокремимо експоненційний множник та прологарифмуємо вираз:

$$\ln\left(\frac{S_p}{C}\right) = \ln(e^{-c_2 / \lambda T}). \quad (1.5)$$

Розв'яжемо рівняння відносно T :

$$T = \frac{c_2}{\lambda \ln\left(\frac{C}{S_p}\right)}. \quad (1.6)$$

Отриманий вираз описує будь-яке вимірювання що проводиться пірометром, описуючи взаємозв'язок між отриманим сигналом S_p та коефіцієнтом C . Визначення

коефіцієнту C системи пірометра реалізується за допомогою проведення процедури калібрування за допомогою АЧТ, при еталонних значеннях пірометричного сигналу S_{pcal} та T_{cal} , константа C залишається тією ж:

$$\frac{1}{T_{cal}} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \left(\frac{C}{S_{pcal}} \right). \quad (1.7)$$

Для виключення постійної C , приведемо до спільного виду та віднімемо вираз (1.6) від виразу (1.7) та застосуємо властивості логарифму:

$$\left(\frac{1}{T_{cal}} \right) - \left(\frac{1}{T} \right) = \left[\frac{\lambda}{c_2} \ln \left(\frac{C}{S_{pcal}} \right) \right] - \left[\frac{\lambda}{c_2} \ln \left(\frac{C}{S_p} \right) \right]. \quad (1.8)$$

Виключимо C з рівняння:

$$\frac{1}{T_{cal}} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \left(\frac{C / S_{pcal}}{C / S_p} \right). \quad (1.9)$$

Отримаємо готовий вираз для проведення калібрування пірометра:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{cal}} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \left(\frac{S_p}{S_{pcal}} \right). \quad (1.10)$$

Фізичний сенс виразу (1.10) полягає в тому, що невідоме обернене значення температури вимірюваного об'єкта $1/T$ дорівнює відомому оберненому значенню температури калібровки АЧТ $1/T_{cal}$, що коректується поправочним множником « λ/c_2 » та

відношенням того, у скільки разів сигнал від об'єкту вимірювання S_p відрізняється від його еталонного значення S_{scal} .

Пірометрична рефлектометрія та метод пірометрії з компенсацією випромінювання є високоефективними методами для безконтактного вимірювання температури поверхні епітаксійних шарів, оптичні параметри випромінювання яких змінюються в часі. В основі даного методу лежать фундаментальні закони: закон теплового випромінювання Планка (1.1) та закон Кірхгофа (1.11).

Враховуючи природу випромінювання реальних фізичних об'єктів температура яких більше 0 К, можна сказати, що кожний об'єкт характеризується коефіцієнтами поглинання α , відбиття R та пропускання τ , сума яких, згідно закону збереження енергії, дорівнює 1. Абсолютно чорне тіло є ідеалізованим фізичним об'єктом, який повністю поглинає все електромагнітне випромінювання, що на нього падає, тобто має коефіцієнт поглинання $\alpha = 1$ незалежно від довжини хвилі чи кута падіння. Згідно із законом Кірхгофа, випромінювальна здатність дорівнює поглинальній здатності:

$$\varepsilon = \alpha. \quad (1.11)$$

На відміну від моделі АЧТ, реальні об'єкти завжди демонструють селективне поглинання. Так, для сірих тіл, що демонструють певне значення поглинання α , що не має залежності від довжини хвилі λ падаючого випромінювання та відмінне від одиниці, спектральна яскравість $L(\lambda)$ визначається як $L(\lambda) = L_b(\lambda) \times \varepsilon$.

Для тіл, що мають спектральну залежність поглинання α , для кількісного опису цієї взаємодії вводиться поняття спектральної поглинальної здатності $\alpha(\lambda)$, яка характеризує ефективність поглинання матеріалом випромінювання, а отже і спектрально залежний коефіцієнт випромінювання $\varepsilon(\lambda)$.

Принцип пірометрії з компенсацією випромінювання полягає у послідовному вимірюванні теплового випромінювання поверхні підкладки $L_b(\lambda)$ за допомогою

пірометра та її коефіцієнта відбиття R за допомогою рефлектметра. На основі отриманих даних розраховується випромінювальна здатність підкладки ε_{wafer} , що, у свою чергу, дозволяє визначити температуру T_{wafer} шляхом застосування наближення Віна (1.4):

$$T_{wafer} = \left(\frac{c_2}{\lambda_{pyro}} \right) / \ln(1 + \varepsilon_{wafer} \times \frac{C}{L_{wafer}}). \quad (1.12)$$

В певному спектральному діапазоні, для непрозорих підкладок ($\tau = 0$), закон збереження енергії встановлює однозначне співвідношення між коефіцієнтом відбиття R та поглинальною здатністю α :

$$R + \alpha = 1. \quad (1.13)$$

Таким чином, стає можливим сформулювати співвідношення, що лежить в основі пірометрії з компенсацією випромінювальної здатності:

$$\varepsilon = 1 - R. \quad (1.14)$$

Для прозорих підкладок в певному спектральному діапазоні, що відполіровані з обох боків, випромінювальна здатність тримача ε_{carr} та пластини ε_{wafer} може бути апроксимовано розрахована як:

$$\varepsilon_{wafer} = (1 - R_{wafer})\varepsilon_{carr} \left(1 + (1 - \varepsilon_{carr})R_{wafer} \right). \quad (1.15)$$

Для підкладок, що відполіровані з однієї сторони, дифузна відбиваюча здатність R_{diff} є стабільною при осадженні і може бути обчислена як:

$$\varepsilon_{wafer} = \varepsilon_{carr} (1 - R_{wafer}) (1 - R_{diff}) \times \left(1 + R_{wafer} R_{diff} + (1 - \varepsilon_{carr}) (R_{diff} + R_{wafer} (1 - R_{diff})^2) \right) \quad (1.16)$$

В технології газофазної епітаксії використовується широкий спектр підкладок, їх можна розділити на декілька фундаментальних категорій, виходячи з їхнього хімічного складу, кристалічної структури та функціонального призначення. Найбільш загальноприйнятою є класифікація, що базується на співвідношенні матеріалів підкладки та епітаксійного шару:

- Гомоепітаксійні (або автоепітаксійні) підкладки: матеріал підкладки є ідентичним матеріалу шару, що нарощується (наприклад, вирощування шару Si на підкладці Si, або GaAs на GaAs). Цей підхід використовується для створення надчистих шарів або складних легованих профілів, які неможливо отримати при вирощуванні об'ємного кристала.

- Гетероепітаксійні підкладки: матеріал підкладки кристалохімічно відрізняється від матеріалу шару (наприклад, GaN на сапфірі або SiC на Si). Цей метод є вимушеним, коли неможливо отримати об'ємні кристали потрібного матеріалу (як у випадку GaN) або з економічних міркувань.

Ключовою проблемою гетероепітаксії є невідповідність параметрів кристалічних ґраток та коефіцієнтів теплового розширення, що призводить до виникнення механічних напружень та високої густини структурних дефектів в епітаксійному шарі.

Пірометрична інтерферометрія є *in-situ* методом моніторингу поверхні зростаючих епітаксійних шарів та полягає у спрямуванні світлового пучка через оптичний порт реактора на поверхню пластини та подальшій реєстрації інтенсивності відбитого сигналу фотодетектором. Результуюча інтенсивність відбиття є комплексною функцією, що залежить від оптичних констант матеріалу, інтерференційних ефектів на межах розділу фаз, а також розсіювання світла на поверхні епітаксійних шарів.

Ранні дослідження використання ефектів інтерференції теплового випромінювання для визначення параметрів процесу проводились Думінім [51], який контролював ріст полікристалічного кремнію на сапфірі. Використовуючи той самий метод, у роботі [52] контролювали товщину полікристалічного кремнію на окисненому кремнії. У роботі [53] повторно підкреслили потенційне застосування цих методів, відстежуючи коливання теплового випромінювання при довжині хвилі 0,94 мкм під час росту за допомогою методу МПЕ шарів GaAs, $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ та AlAs. Швидкості росту та концентрації легувань визначалися за періодами коливань. Вони також поєднували цей метод з інтерферометрією відбиття за допомогою HeNe лазера (632,8 нм). У роботі [54] використано пірометричну інтерферометрію для вимірювання швидкості росту та температури алмазних плівок під час їх осадження у киснево-ацетиленовому полум'ї.

У роботі [55] застосували пірометричну інтерферометрію (920 нм) для контролю оптичної товщини плівок GaAs і AlGaAs під час осадження методом МПЕ. Зокрема, вони відстежували ріст $\lambda/4$ шарів $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ та GaAs, що корисно для створення Брегових відбивачів для вертикальних лазерів із поверхневим випромінюванням (англ. Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser – VCSEL). Для контролю товщини до 2 нм необхідна стабільність температури ± 1 К. Фазові зсуви через поглинання інколи грають важливу роль. Вміст Al у AlGaAs також можна визначити за інтерференційною картиною та відомими або експериментально виміряними показниками заломлення n .

Динамічні зміни оптичних властивостей поверхні під час епітаксійного росту мають подвійне аналітичне значення для відбитого сигналу рефлектометра. З одного боку, варіації емісійної здатності ε , що зумовлені інтерференційними ефектами та змінами поглинання у тонких шарах на підкладці, суттєво ускладнюють прямі пірометричні вимірювання температури. Однак, саме ці модуляції сигналу можна ефективно використати для *in-situ* діагностики зростаючих епітаксійних шарів, зокрема для визначення їхньої товщини d та реальної емісійної здатності ε .

Дане випромінювання у випадку нагрітої непрозорої підкладки ($\tau = 0$) з напівпрозорою структурою, що зростає на її поверхні, можна охарактеризувати як випромінювання, що генерується: 1) підкладкою; 2) зсередини шару у напрямку до поверхні; 3) зсередини шару у напрямку до підкладки. Випромінювання, що поширюється крізь тонкий епітаксійний шар, послаблюється через поглинання та зазнає багаторазових відбиттів на межах розділу (рис 1.8).

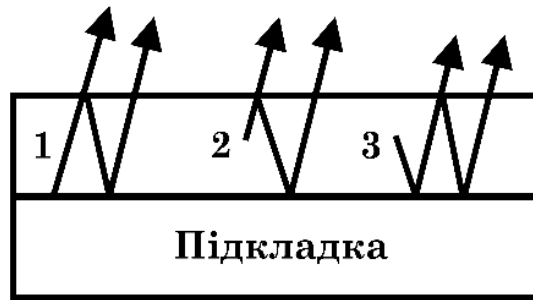


Рисунок 1.8 – Характеристика випромінювання у зростаючих епітаксійних шарах

Емісійна здатність системи, що складається з напівпрозорого шару (середовище 2) товщиною d , що росте на непрозорій підкладці (3) в оточенні (1), визначається наступним чином:

$$\varepsilon = \frac{(1 - R_{12})(1 - R_{23}e^{-2\alpha d}) - 4\sqrt{R_{12}R_{23}}e^{-\alpha d} \sin(4\pi n_2 d / \lambda + \delta_{23}) \sin \delta_{12}}{1 + R_{12}R_{23}e^{-2\alpha d} + 2\sqrt{R_{12}R_{23}}e^{-\alpha d} \cos(4\pi n_2 d / \lambda + (\delta_{23} + \delta_{12}))}. \quad (1.17)$$

Коефіцієнт відбиття на межі ij :

$$r_{ij} = \sqrt{R_{ij}} \exp(i\delta_{ij}), \quad (1.18)$$

де R_{ij} – це відбивна здатність;

$\alpha = 4\pi k / \lambda$ – коефіцієнт поглинання шару.

Емісійна здатність коливається з оптичною товщиною d шару подібно до відбивної здатності R , що очікувано, оскільки вони пов'язані законом Кірхгофа. Для непрозорої підкладки $\epsilon = 1 - R_{123}$, де відбивна здатність R_{123} визначається результуючою відбивною здатністю середовищ 1–3.

Аналіз інтерференційної картини дозволяє точно визначити товщину та морфологію зростаючих шарів (рис.1.9). Для хвилястої поверхні падаюче світло проходить шляхи різної довжини всередині шару, що знижує когерентність відбитого світла, і, як наслідок амплітуда інтерференції поступово зменшується зі збільшенням загальної товщини. Для шорсткої поверхні когерентність відбитого світла зменшується ще більше, а інтенсивність відбитого світла знижується через розсіювання на шорсткій поверхні. Різниця між хвилястою та шорсткою поверхнею визначається розмірами нерівностей [56]. Якщо період нерівності L значно більший за довжину хвилі λ , поверхню описують як хвилясту. Якщо L близький до довжини хвилі λ , поверхню описують як шорстку.

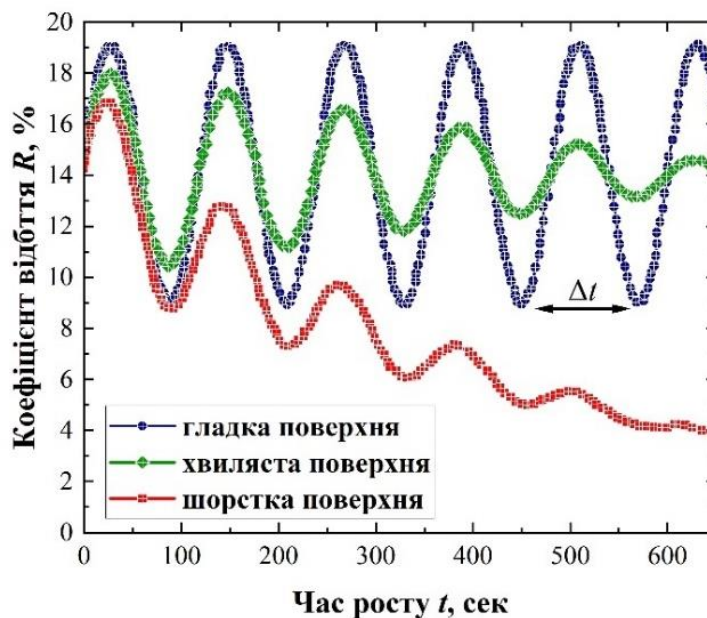


Рисунок 1.9 – Значення відбиття R для різних морфологій поверхні [25]

У випадку коли оптичний шлях відбитого світла є кратним довжині хвилі в матеріалі $m\lambda / n_1$, виникає конструктивна інтерференція, і можна виміряти високу інтенсивність відбитого світла. Якщо оптичний шлях дорівнює $(m + 1/2)\lambda / n_1$, виникає деструктивна інтерференція, що зменшує інтенсивність відбитого світла. Під час росту шару, коли товщина збільшується, світло зазнає чергування конструктивної та деструктивної інтерференції, що призводить до піків і впадин на кривій відбиття. Припускаючи, що світло падає нормально на поверхню, що є типовим налаштуванням у ГФЕ МОС системах, конструктивна інтерференція відбувається, коли:

$$\begin{aligned} 2d_1 &= m\lambda / n_1 \\ 2d_2 &= (m + 1)\lambda / n_1 \end{aligned} \quad (1.19)$$

де d_1 та d_2 – товщини на початку та в кінці росту тривалістю Δt ;

λ – довжина хвилі джерела випромінювання;

m – ціле число.

Виходячи з цього, фактор швидкості росту може бути представлений як:

$$R_g = (d_2 - d_1) / \Delta t = \lambda / (2n_1\Delta t). \quad (1.20)$$

Зміна товщини за один цикл коливань дорівнює $\lambda / (2n_1)$, що означає: чим коротша довжина хвилі λ , тим тонший шар потрібен для одного повного циклу коливань, необхідного для розрахунку швидкості росту. Для вимірювання відбиття використовуються різні довжини хвиль. Тому вигідніше застосовувати коротші довжини хвиль, такі як 633 нм та 405 нм, для розрахунку швидкості росту тонкого шару у гетероструктурі.

У роботі [57] показано, що товщину шару та температуру можна контролювати одночасно, вимірюючи інтерференцію теплового випромінювання на кількох довжинах

хвиль. Можливі високоточні вимірювання – до 0.1 нм для товщини та 0,025 К для температури з оцінкою в реальному часі. Даний метод використовувався для контролю термічного окиснення кремнію на довжинах хвиль 751,2 та 952,4 нм.

У роботах [58], [59] розроблено прилад, який одночасно вимірює температуру та товщину за допомогою пірометричної інтерферометрії на 950 нм і інтерферометрії відбиття з використанням модульованих світлодіодів на 630 та 950 нм. У наведеній методиці, відбивна здатність, визначена за допомогою світлодіода на 950 нм, використовується у пірометричних вимірюваннях на тій же довжині хвилі $\varepsilon(\lambda, T) = 1 - R(\lambda, T) - T_{trans}(\lambda, T)$. Вимірювання відбиття на 630 нм потрібне лише для визначення товщини d .

Інфрачервона пірометрична інтерферометрія інколи застосовується для моніторингу гомоепітаксійного росту. Оптичні методи у видимому спектральному діапазоні часто нечутливі до гомоепітаксійного росту, оскільки діелектричні функції шару та підкладки однакові у видимому діапазоні. Однак показники заломлення епітаксійного шару та підкладки сильно різняться в інфрачервоному діапазоні, якщо вони леговані по-різному через ефекти поглинання на вільних носіях заряду. Інфрачервоне світло тоді інтерферує у плівці, що дозволяє контролювати товщину. Використання інфрачервоної інтерференції для вимірювання товщини гомоепітаксійних шарів із зовнішнім ІЧ-джерелом є стандартною методикою. Так, наприклад, для слабо легованих епітаксійних шарів кремнію (0,5 Ом·см) нижня температурна межа для аналізу визначалася на рівні 150 °С, тоді як верхня межа становила 900 °С для більш сильно легованих підкладок (n -тип, 0,001–0,002 Ом·см) і 650 °С для слабо легованих підкладок (n -тип, 0,01–0,02 Ом·см). У роботі [60] використовували випромінювання FTIR для моніторингу швидкостей росту та часу в реальному часі під час Si ГФЕ.

Висновки до розділу 1

Найбільш універсальним та комерціалізованим методом, що охоплює широкий спектр матеріалів для осадження сполук $A^{III}B^V$ є метод газофазної епітаксії з металорганічних сполук (ГФЕ МОС). Забезпечення високої чистоти, швидкості росту та однорідності дозволяють досягти високої масштабованості технологічного процесу.

Конструкція реакторів, в основному, обумовлена гідро- та термодинамікою процесу. Для швидкої зміни прекурсорів та рівномірного градієнту осадження використовують реактори, де для рівномірності осадження використовують два підходи: обертання тримача пластин на великій швидкості, або забезпечення невеликої відстані між тримачем підкладок та верхньою стінкою.

Але, на відміну від інших методів епітаксійного осадження, що дають схожі експлуатаційні характеристики отриманих структур, метод ГФЕ МОС через відсутність високого вакууму не підтримує популярні *in-situ* методи, що засновані на взаємодії електронів чи іонів з поверхнею, таких як дифракція відбитих швидких електронів ДВШЕ. Процес ГФЕ МОС покладається на обмежену кількість оптичних пірометричних методів, серед яких: оптична пірометрія, пірометрична рефлектометрія, пірометрія із компенсацією випромінювання, пірометрична інтерферометрія. Дані методи забезпечують безконтактну прецизійну діагностику параметрів епітаксійних шарів зі змінною емісійною здатністю.

Хімічна кінетика процесу росту епітаксійних шарів характеризується високою температурною чутливістю. Для діагностики параметрів поверхні напівпровідникових шарів $A^{III}B^V$ в умовах динамічної зміни коефіцієнта випромінювання в процесі росту метод пірометрії з компенсацією дозволяє прецизійно вимірювати параметри по площі підкладки.

РОЗДІЛ 2. ОПТОЕЛЕКТРОННИЙ КАНАЛ ПІРОМЕТРИЧНОЇ СИСТЕМИ ДІАГНОСТИКИ ЕПІТАКСІЙНИХ ШАРІВ

Переходячи до практичних застосувань, варто зазначити що використання рівняння (1.2) для отримання температури в реальних системах оптичної пірометрії має певні обмеження. В експериментальних умовах неможливо здійснити одночасне вимірювання величин теплового випромінювання L_b та коефіцієнта відбиття R за строго ідентичних параметрів (довжина хвилі λ , кут падіння θ , поляризація σ), як у рівнянні:

$$L(\lambda, \theta, \sigma, T) d\lambda = (1 - R(\lambda, \theta, \sigma, T)) \frac{C_{1L}}{\lambda^5} e^{-c_2/\lambda T} d\lambda. \quad (2.1)$$

За допомогою теоретичного опису ми можемо представити значення спектральної яскравості L або відбивної здатності R як ідеалізовану точку на певній довжині хвилі λ , при певному куті падіння θ та з відповідним станом поляризації σ . Однак, в реальних умовах вимірювання завжди існує певний діапазон усереднення, тобто вимірювання проходять в певному діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda$, за певного діапазону кутів падіння $\Delta\theta$ та в певному діапазоні станів поляризації $\Delta\sigma$. Таким чином, вимірювані системою сигнали представляють собою усереднену суму значень. Враховуючи це, пірометричний s та відбитий пірометричний r сигнали можна представити як:

$$s = \int_{\Delta\lambda, \Delta\theta, \Delta\sigma} f(\lambda, \theta, \sigma) L(\lambda, \theta, \sigma, T) d\lambda d\theta d\sigma dT, \quad (2.2)$$

$$r = \int_{\Delta\lambda, \Delta\theta, \Delta\sigma} g(\lambda, \theta, \sigma) R(\lambda, \theta, \sigma, T) d\lambda d\theta d\sigma dT, \quad (2.3)$$

де $f(\lambda, \theta, \sigma)$ та $g(\lambda, \theta, \sigma)$ – функції відгуку приладу.

До ідеальних умов можна віднести рівність функцій відгуку $f(\lambda, \theta, \sigma)$ та $g(\lambda, \theta, \sigma)$ дельта-функції δ . Це означає що оптоелектронна пірометрична система має бути налаштована до дуже вузького діапазону, що в ідеальному випадку представляє собою одну точку. В цьому випадку виміряні значення сигналів r та s стають майже рівними істинним значенням помноженим на поправочний коефіцієнт C , що визначається при калібруванні еталонним джерелом випромінювання, таким як АЧТ.

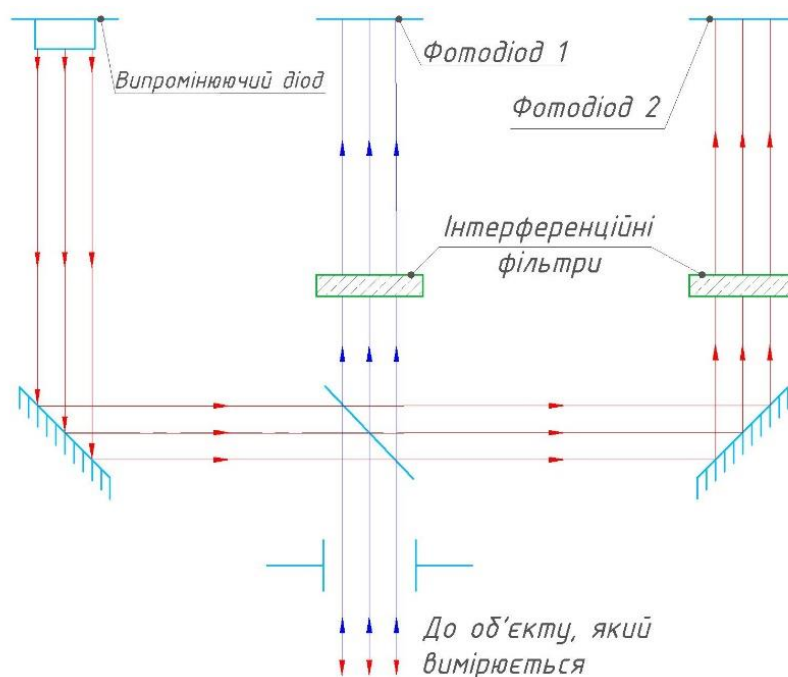


Рисунок 2.1 – Функціональна схема оптичного блоку оптоелектронної системи [61]

Функціональна схема розробленої оптоелектронної системи пірометра-рефлектометра (рис.2.1) включає основний фотодіод (фотодіод 1), який одночасно слугує детектором як теплового випромінювання ϵ від пластини, так і модульованого оптичного сигналу R , відбитого від її поверхні. Цей сигнал генерується шляхом імпульсної модуляції струму світлодіода, що виступає джерелом оптичного випромінювання. Для стабілізації оптичної потужності ІЧ світлодіода в приладі створений оптичний канал зворотного зв'язку: частина оптичного сигналу, що визначається параметрами оптичного дільника, за допомогою системи дзеркал

потрапляє на фотодіод 2, який вимірює амплітуду кожного оптичного імпульсу, направлено на підкладку та є керуючим сигналом для схеми керування струмом світлодіода. За рахунок застосування смугових оптичних фільтрів стабілізація потужності відбувається саме в тому спектральному діапазоні, в якому працює фотодетектор 1.

Частота модуляції визначається особливостями конструкції реактора, а саме: частотою обертання тримача пластин у реакторі, розміром пластини, швидкістю системи реєстрації оптичного сигналу, необхідною кількістю вимірювань на пластині та діапазоном вимірюваних температур [30].

Тому, для можливості коректного використання (1.2) ключовим є підтримання діапазонів $\Delta\lambda$, $\Delta\theta$, $\Delta\sigma$ в прогнозованих межах їх характеристик, тобто на ділянках без пікових значень чи провалів, настільки меншими, наскільки це технічно можливо при використанні оптоелектронних компонентів пірометричної системи (рис.2.1). Також, не менш важливим є використання однакових $\Delta\lambda$, $\Delta\theta$, $\Delta\sigma$ для вимірювань пірометричного s та пірометричного відбитого r сигналів для прецизійного використання ключової компенсаційної складової « $1-R$ » (1.14).

2.1 Вибір робочого спектрального діапазону пірометричної системи

Металоорганічні сполуки характеризуються широким різноманіттям хімічних структур та їх складу. Представлений перелік основних напівпровідникових сполук $A^{III}B^V$ (рис.2.2) відображає залежність ширини забороненої зони матеріалу від параметрів кристалічної решітки.

Лінії та затінені області на цьому рисунку відповідають тим областям елементів та їх стехіометрії, що були успішно вирощені за допомогою технології ГФЕ МОС. Вертикальні лінії позначають комерційно доступні підкладки, що використовуються для їх росту найчастіше.

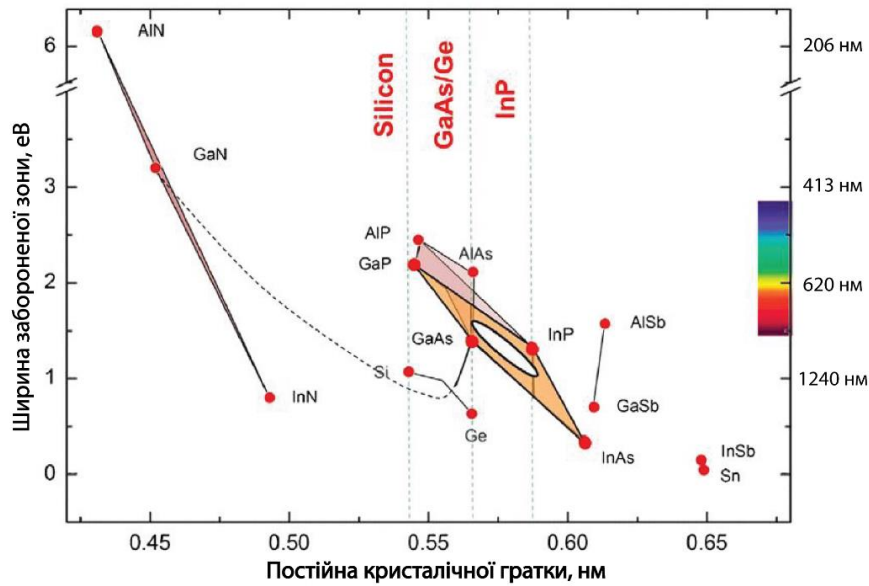


Рисунок 2.2 – Залежність ширини забороненої зони від параметра кристалічної ґратки для широко використовуваних напівпровідників $A^{III}B^V$ [41]

Для визначення оптичних характеристик середовища діелектрична функція в комплексному вигляді може бути представлена як:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E). \quad (2.4)$$

І також може бути використана для опису оптичних властивостей середовища при всіх енергіях фотонів $E = h\nu$ за допомогою введення комплексного показника заломлення $n^*(E)$:

$$n^*(E) = n(E) + ik(E) = \varepsilon(E)^{1/2} = [\varepsilon_1(E) + i\varepsilon_2(E)]^{1/2}, \quad (2.5)$$

де $n(E)$ – реальна частина, що представляє собою показник заломлення середовища; $k(E)$ – уявна частина, що представляє собою коефіцієнт екстинкції.

Доданки виразу можуть бути отримані як:

$$\varepsilon_1(E) = n(E)^2 - k(E)^2, \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_2(E) = 2n(E)k(E). \quad (2.7)$$

виразимо $n(E)$ та $k(E)$:

$$n(E) = \sqrt{\frac{(\varepsilon_1(E)^2 + \varepsilon_2(E)^2)^{1/2} + \varepsilon_1(E)}{2}}, \quad (2.8)$$

$$k(E) = \sqrt{\frac{(\varepsilon_1(E)^2 + \varepsilon_2(E)^2)^{1/2} - \varepsilon_1(E)}{2}}. \quad (2.9)$$

Коефіцієнт поглинання $\alpha(E)$ та відбивна здатність при нормальному падінні $R(E)$:

$$\alpha(E) = \frac{4\pi}{\lambda} k(E), \quad (2.10)$$

$$R(E) = \frac{(n(E) - 1)^2 + k(E)^2}{(n(E) + 1)^2 + k(E)^2}. \quad (2.11)$$

Величина $n(E)$ характеризує фазові властивості світлової хвилі в середовищі, зокрема фазову швидкість, дисперсію та зміну показника заломлення поблизу енергетичних резонансів. Саме через поведінку $n(E)$ описується уповільнення або прискорення фази хвилі, а також заломлення на межі поділу середовищ.

Коефіцієнт екстинкції $k(E)$ безпосередньо пов'язаний із втратами енергії електромагнітної хвилі під час її поширення, тобто з поглинанням у матеріалі $\alpha(E)$, що за законом Кірхгофа (1.11) дорівнює емісійній здатності матеріалу $\varepsilon(E)$.

Керуючись (1.14), визначимо спектральний діапазон фотодетектора, дослідивши оптичні властивості матеріалів для ГФЕ МОС [62]–[68]. Оскільки емісійна характеристика обумовлена рядом механізмів поглинання оптичного випромінювання, дослідимо зміну довжини хвилі краю поглинання $\lambda_{кр}$. Для температурного діапазону епітаксії зміна краю поглинання $\lambda_{кр}$ є відчутною, оскільки поглинання матеріалу пов'язане зі зміною ширини забороненої зони E_g , температурну залежність якої зазвичай описують за допомогою напівемпіричних коефіцієнтів α та β в рівнянні Варшні:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}, \quad (2.12)$$

де $E_g(0)$ – ширина забороненої зони при 0 К;

α – коефіцієнт швидкості зміни характеристики, що вимірюється;

β – коефіцієнт пропорційний температурі Дебая.

Проаналізувавши (2.12), можна сказати, що при високих температурах $T \gg \beta$, зсув краю поглинання має лінійний характер. Що пояснюється тим, що при високих температурах $kT \gg \hbar\nu_{ph}$ кількість фононів стає досить великою і прямо пропорційною температурі. Оскільки зсув E_g зумовлений саме електрон-фононною взаємодією, сила цієї взаємодії (і, як наслідок, зсув E_g) також стає прямо пропорційним T :

$$E_g(T) \approx E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T} = E_g(0) - \alpha T. \quad (2.13)$$

У зв'язку з цим, Лаутеншлагер та ін. [69] запропонували температурну залежність, що описується рівнянням, яке містить фактор заселеності Бозе-Ейнштейна для фононів:

$$E_g(T) = E_B - a_B \left(1 + \frac{2}{e^{\theta/T} - 1} \right), \quad (2.14)$$

де θ – середня частота задіяних фононів;

a_B – сила взаємодії.

Оскільки зсув краю фундаментального поглинання визначається зміною E_g та змінюється лінійно з температурою зі швидкістю $-\alpha$ [eV/K], то і край поглинання буде зміщуватися в бік менших енергій (червоний зсув) лінійно з тією ж швидкістю. Значення коефіцієнтів рівняння Варшні для підкладок, що використовуються у технології ГФЕ МОС представлені у таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Коефіцієнти рівняння Варшні для підкладок ГФЕ МОС [70]

Матеріал	Тип зонної структури	$E_g(0\text{ K}), \text{ eV}$	$\alpha, \text{ meV/K}$	$\beta, \text{ K}$
Si	непрямозонний	1,17	0,473	636
Ge	непрямозонний	0,741	4,56	210
GaAs	прямозонний	(Г) 1,519	(Г) 0,5405	(Г) 204
		(X) 1,981	(X) 0,460	(X) 204
		(L) 1,815	(L) 0,605	(L) 204
InP	прямозонний	(Г) 1,4236	(Г) 0,363	(Г) 162
		(X) 2,384	(X) 1,981	(X) 530
		(L) 2,014	(L) 1,815	(L) 204
GaN (вюрцит)	прямозонний	3,507	0,909	830
GaN (сфалерит)	прямозонний	(Г) 3,299	(Г) 0,593	(Г) 600
		(X) 4,52	(X) 0,593	(X) 2,24
		(L) 5,59	(L) 0,593	(L) 2,46
Al ₂ O ₃	прямозонний	~8,8	-	-

Для енергії фотонів $h\nu$ біля краю поглинання $h\nu > E_g(T)$, коефіцієнт поглинання $\alpha(T)$ можна апроксимувати використовуючи рівняння Тауца [70]:

$$\alpha(T) \sim [h\nu - E_g(T)]^\gamma, \quad (2.15)$$

де γ – експоненційний співмножник, що залежить від типу переходу;

$\gamma = 1/2$ – прямий дозволений;

$\gamma = 3/2$ – прямий заборонений;

$\gamma = 2$ – непрямий дозволений;

$\gamma = 3$ – непрямий заборонений.

Обрахуємо температурний зсув краю поглинання $\lambda_{кр}$ (табл. 2.2) та зміну ширини забороненої зони (табл.2.3) з ціллю вибору фотоприймача. Використаємо напівемпіричні рівняння Варшні (2.13) та Тауца (2.15) для визначення ширини забороненої зони E_g , і, як наслідок коефіцієнту поглинання $\alpha(T)$, що призводить до зсуву краю поглинання $\lambda_{кр}$:

Таблиця 2.2 – Залежність краю поглинання $\lambda_{кр}$ від температури T

Температура $T, ^\circ\text{C}$	Довжина хвилі краю поглинання $\lambda_{кр}, \text{нм}$						
	Si	Ge	GaAs(Γ)	InP(Γ)	GaN(Γ) _{вц}	GaN(Γ) _{сф}	Al ₂ O ₃
-273	1060	1673	816	873	354	376	141
27	1103	1877	871	918	361	383	143
527	1292	2743	1055	1086	393	409	147
1027	1638	5391	1360	1360	445	448	149

Таблиця 2.3 – Температурна зміна ширини забороненої зони E_g

Температура $T, ^\circ\text{C}$	Ширина забороненої зони E_g, eV						
	Si	Ge	GaAs(Γ)	InP(Γ)	GaN(Γ) _{вц}	GaN(Γ) _{сф}	Al ₂ O ₃
-273	1,170	0,741	1,519	1,421	3,507	3,299	8,800
27	1,125	0,661	1,423	1,351	3,435	3,240	8,780
527	0,960	0,452	1,175	1,142	3,152	3,028	8,760
1027	0,757	0,230	0,912	0,912	2,787	2,771	8,740

Аналізуючи отримані результати, можна сказати, що для пірометричних вимірювань в температурному діапазоні епітаксійного нарощування за технологією ГФЕ МОС найбільш оптимальним фотоприймачем є кремнієвий фотодіод, оскільки його спектральна ампер-ватна чутливість охоплює переважну більшість емісійних спектрів матеріалів $\varepsilon(\lambda)$ що використовуються в ГФЕ МОС.

2.2 Аналіз похибок та вибір фотодетектора і джерела випромінювання

Для врахування частки похибки, що вноситься при отриманні пірометричного S_p та відбитого R сигналів, виразимо похибку визначення температури ΔT , як суму похибок S_p та R :

$$\Delta T(S_p, R) = \frac{\partial T}{\partial S_p} \Delta S_p + \frac{\partial T}{\partial R} \Delta R. \quad (2.16)$$

Таким чином, враховуючи основний вираз визначення температури (1.12) та прийнявши $\lambda T^2/c_2$ за коефіцієнт температурної чутливості K , отримаємо вираз для врахування похибки визначення температури від похибок визначення S_p та R :

$$\Delta T(S_p, R) = \frac{\lambda T^2}{c_2} \frac{\Delta S_p}{S_p} + \frac{\lambda T^2}{c_2} \frac{\Delta R}{R}. \quad (2.17)$$

Для оцінки похибки визначення температури обрахуємо значення коефіцієнта температурної чутливості K (табл.2.4) для типових значень температури епітаксії та спектральної чутливості кремнієвого фотоприймача.

Таблиця 2.4 – Значення коефіцієнта температурної чутливості K

Довжина хвилі λ , нм	Температура T					
	400 °C 673 К	500 °C 773 К	600 °C 873 К	700 °C 973 К	800 °C 1073 К	900 °C 1173 К
600	18,90	24,93	31,78	39,46	47,96	57,29
900	28,35	37,40	47,67	59,19	71,94	85,93

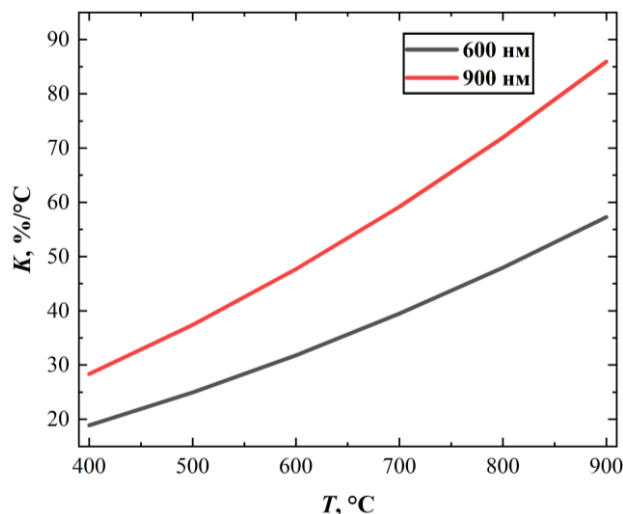


Рисунок 2.3 – Температурна залежність коефіцієнту температурної чутливості K

Аналізуючи отримані дані, можна сказати, що зі збільшенням температури та довжини хвилі вимірювань, збільшується і коефіцієнт K . Цей коефіцієнт показує у скільки разів «масштабується» відносна помилка вимірювання сигналу при перерахуванні її в абсолютну помилку визначення температури. Що, в свою чергу, для похибки визначення пірометричного сигналу в 1% $\Delta S_p / S_p = 0,01$ при 600 нм дасть похибку в $\approx 0,19$ °C, а при 900 нм – $\approx 0,29$ °C. Це добре узгоджується з попереднім аналізом формули Планка (табл. 1.3), оскільки система, що має високу чутливість S , водночас має низький коефіцієнт похибки K , оскільки ці два параметри обернено пропорційні як $K = 1 / S$.

Тому можна сказати, що вимірювання пірометричної складової S_p на коротших довжинах хвиль є найбільш переважним через більшу точність, однак можливість таких вимірювань визначається параметрами оптоелектронних компонентів системи пірометра-рефлектометра, серед яких, як приклад, можна виділити шумову складову темнового струму I_D та спектральну чутливість кремнієвого фотоприймача S_I , як такі параметри, що визначають динамічний діапазон температурних вимірювань.

Однак, оскільки значення спектральної яскравості $L(\lambda)$ прямо пропорційні спектральній емісійній здатності об'єкта вимірювання $\varepsilon(\lambda)$, що, у випадку абсолютно

непрозорої підкладки, шару, або межі розділу шарів пов'язані з коефіцієнтом відбиття як $R(\lambda) = 1 - \varepsilon(\lambda)$, визначення емісійної компоненти при великих значеннях відбиття R стає досить складним, а при значенні $R = 1$ неможливим.

Так, при визначенні похибки вимірювання температури ΔT , при $\lambda = 600$ нм, температурному коефіцієнті $K = 18,90$, та значенні похибки 1% для діапазону значень R , отримаємо:

Таблиця 2.5 – Похибки визначення температури для ряду значень R .

R	0	0,1	0,3	0,5	0,7	0,8	0,95	0,98	0,99
$\Delta T, ^\circ\text{C}$	0,19	0,21	0,27	0,38	0,63	0,95	1,89	9,45	18,9

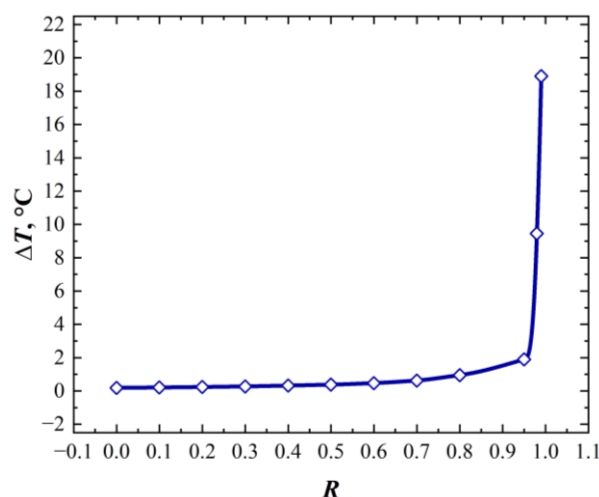


Рисунок 2.4 – Графічне представлення похибки визначення температури ΔT при похибці визначення сигналу в 1%

Як видно з аналізу, діапазон значень відбивання R з 0,8 до 1,0 характеризується стрибкоподібним ростом похибки визначення температури. Так, для поверхонь що близькі до дзеркальних ($R \approx 0,95$) похибка буде найвищою через складність визначення емісійної складової ε для компенсації.

Враховуючи умови для вимірювання реальної системи (2.3) та (2.4), є необхідність підтримання смуги вимірювань $\Delta\lambda$ якомога меншою, що в результаті вимагає

знаходження компромісного значення робочої довжини хвилі $\lambda_{роб}$ між оптичною потужністю сигналу, що визначає температурний діапазон вимірювань та вкладу похибок у вимірювання температурним коефіцієнтом K .

Керуючись виконаним аналізом, можна сказати що в системах пірометрії, які використовуються для високоточного вимірювання температур, в якості фотодетектора доцільним є застосування кремнієвого $p-n$ фотодіода. Його ефективність визначається декількома критичними параметрами: висока ампер-ваттна чутливість в бажаному спектральному діапазоні, мінімальні значення темнового струму, що забезпечують необхідне співвідношення сигнал/шум і достатня швидкодія. Висока ампер-ваттна чутливість є важливою для забезпечення точності вимірювань, особливо при реєстрації оптичних сигналів малої потужності [71].

Мінімізація темнового струму I_D є критичною умовою для зниження рівня шумів, що призводить до розширення динамічного діапазону, що є особливо важливим при реєстрації низькотемпературних оптичних сигналів. Оскільки величина темнового струму прямо пропорційна площі активної зони фотодіода, цей параметр безпосередньо впливає на порогову чутливість та стабільність вимірювальної системи.

Основною причиною темнового струму є теплова генерація електронно-діркових пар. У фотодіодах з великою площею активної зони є більше об'єму, де можуть генеруватися такі пари, що призводить до збільшення загального темнового струму. Крім об'ємного темнового струму, існує також поверхневий темновий струм, який виникає на межі $p-n$ переходу. При збільшенні площі активної зони зростає і поверхневий струм [61].

Тому при виборі площі активної зони фотодетектора необхідним є знаходження оптимальне рішення між двома протилежними факторами. З одного боку зменшення площі активної зони приведе до зменшення темного струму, підвищенню порогової чутливості та зменшенню її залежності від температури. Це дозволить вимірювати низькі значення температури підкладки з мінімальною похибкою в більш широкому

температурному діапазоні навколишнього середовища, а також збільшить швидкодію приладу, що особливо важливо для реєстрації модульованого оптичного сигналу.

З іншого боку зменшення площі активної зони може привести до виходу відбитого від поверхні підкладки променя за її межі, особливо це актуально для приладів з великою фокусною відстанню та при зміні радіуса кривизни поверхні пластини під час епітаксійного росту.

За результатами розрахунків та експериментальних досліджень з урахування характеристик розробленого оптичного каналу пірметра-рефлектометра, оптимальний розмір чутливої площадки для Si *p-n* фотодіода складає від 2,5 до 3 мм [61].

При високих рівнях чутливості фотодіода виникає необхідність забезпечення температурної стабілізації або вибору довжини хвилі, яка забезпечує оптимальний баланс між чутливістю та стабільністю характеристик в широкому діапазоні температур. Враховуючи це, необхідне значення робочої довжини хвилі має забезпечувати високу ампер-ватну чутливість та її мінімальний температурний коефіцієнт.

Враховуючи вищенаведене, в якості джерела ІЧ випромінювання доцільно використовувати світлодіод на квантово-розмірній багат шаровій гетероструктурі AlGaAs/GaAs з круглою площадкою та діаметром світловипромінюючої площадки, що відповідає діафрагмі коліматора.

Застосування квантово-розмірних гетероструктур в світлодіоді дозволяє отримати прилади з високою квантовою ефективністю, тобто значно зменшити робочі струми та зменшити залежність зміни параметрів світлодіоду від температури, а також збільшити рівномірність випромінювання по площині [61]. Це дозволяє значно поліпшити деградаційні характеристики світлодіоду та суттєво збільшити термін роботи джерела оптичного випромінювання. Заміна світлодіода в пірметрі-рефлектометрі призводить до проведення робіт по прецизійному юстуванню як самої оптичної схеми коліматора випромінювання, так і приладу на спеціальних стендах.

Отриманий сигнал з кремнієвого ФД, можна виразити як:

$$S_{FD} = L_b \cdot \Delta\lambda \cdot A \cdot \Omega \cdot S_I, \quad (2.18)$$

де L_b – спектральна яскравість АЧТ;

$\Delta\lambda$ –FWHM оптичного фільтра;

A – площа плями вимірювання;

Ω – тілесний кут системи;

S_I – спектральна чутливість фотодетектора.

Очікувані значення струму кремнієвого ФД з ампер-ватною чутливістю $\sim 0,5$ А/Вт при варіюванні площі проекції вимірювальної плями за різних геометричних факторів G плями вимірювання:

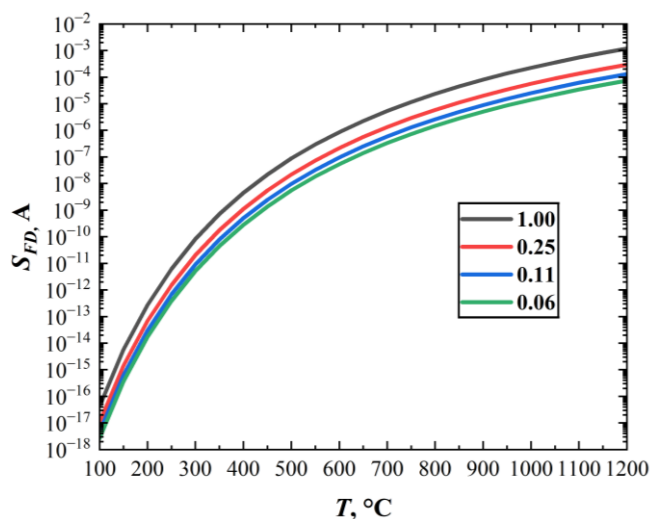


Рисунок 2.5 – Очікувані значення струму кремнієвого ФД

В даному випадку, керуючись (2.18), сила сигналу пропорційна зміні квадрату діаметра плями A , так, при збільшенні діаметру плями за сталих геометричних параметрів системи «реактор-пірометр» до 5, 7 та 10 мм сигнал зміниться у 2,78, 5,44 та 11,11 разів відповідно, в порівнянні з діаметром 3 мм [41].

2.3 Вибір параметрів оптичного фільтра

Спектральна характеристика ідеального смугового оптичного фільтра являє собою прямокутну функцію з коефіцієнтом пропускання $\tau = 1$ у робочій смузі та $\tau = 0$ поза нею. Окрім цього, фільтр не повинен вносити зміни у стан поляризації переданого потоку випромінювання.

Дані вимоги задовольняють смугові інтерференційні фільтри. В свою чергу, вимоги до точності вимірювань (2.2, 2.3) зумовлюють необхідність мінімізації ширини смуги пропускання $\Delta\lambda$ оптичного фільтра.

Для подальшого аналізу, виразимо сигнал пірометра S_p , за температури АЧТ T_0 як:

$$S_p(T_0) = \int_0^{\infty} S_I(\lambda) \cdot L_{\lambda,b}(\lambda, T_0) d\lambda, \quad (2.19)$$

де $S_I(\lambda)$ – спектральна чутливість оптоелектронної системи;

$L_{\lambda,b}(\lambda, T_0)$ – спектральна яскравість за температури T_0 .

Поставимо між пірометром та АЧТ оптичний фільтр із сталим коефіцієнтом пропускання τ_x в усьому спектральному діапазоні, та підніmemo значення температури T_x , допоки $S_p(T_0)$ та $S_p(T_x)$ не стануть рівними, отримаємо:

$$\int_0^{\infty} S_I(\lambda) \cdot L_{\lambda,b}(\lambda, T_0) d\lambda = \int_0^{\infty} \tau_x \cdot S_I(\lambda) \cdot L_{\lambda,b}(\lambda, T_x) d\lambda. \quad (2.20)$$

Єдиним невідомим значенням є T_x , таким чином, шляхом вирішення рівняння відносно T_x за допомогою еталонних фільтрів τ_x , можна побудувати калібровочну криву для різних значень $\varepsilon = 1 - \tau$ для об'єктів вимірювання. Однак, оскільки обчислення (2.20) вимагають обрахування інтегралів, для спрощення виразу вважають, що оскільки площі під двома кривими однакові, то вони обов'язково перетнуться одна одну, а точкою

перетину є середня ефективна довжина хвилі $\lambda_{0,x}$ [72]. Як наслідок рівняння з інтегралом (2.20), можна замінити алгебраїчним рівнянням, скоротивши $S_I(\lambda)$ з обох сторін:

$$L_{\lambda,b}(\lambda, T_0) = \tau_x \cdot L_{\lambda,b}(\lambda, T_x). \quad (2.21)$$

Використовуючи формулу Планка (1.1), отримаємо:

$$\tau_x = \frac{e^{c_2/\lambda_{0,x}T_x} - 1}{e^{c_2/\lambda_{0,x}T_0} - 1}. \quad (2.22)$$

Отриманий вираз тепер показує τ_x не як еталонний фільтр з певним постійним значенням пропускання, а як співвідношення двох спектральних яскравостей L_b при двох різних температурах на середній ефективній довжині хвилі $\lambda_{0,x}$. У випадку, якщо існує більше однієї точки перетину, подальший аргумент є справедливим для кожної довжини хвилі, що відповідає цим перетинам (рис.2.6). Незалежно від того, яку з них обрано, усі вони приводять до однакового результату.

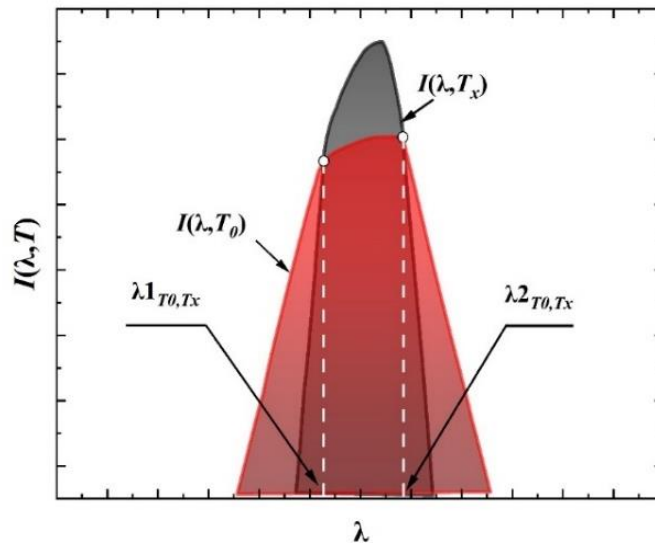


Рисунок 2.6 – Графічне визначення середньої ефективної довжини хвилі $\lambda_{0,x}$

Даний підхід також дозволяє вирішити обернену задачу. Використавши зміщення Віна (1.2) та виразивши $S_I \cdot L_b \cdot \tau = I$, отримаємо вираз що відповідає стандартному рівнянню калібрування пірометра (1.10):

$$\frac{c_2}{\lambda_{1,2}} \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = \int_{I_1}^{I_2} \frac{dI}{I}. \quad (2.23)$$

Для переходу від залежності від двох температур T_1 та T_2 до оперування однією температурою T вводиться поняття граничної ефективної довжини хвилі λ_T . Для цього візьмемо ліміт обох сторін (2.23) як T_1 та T_2 . Таким чином ми зжимаємо T_1 та T_2 до спільної температури T і всі різниці перетворюються у безкінечно малі диференціали:

$$-\frac{c_2}{\lambda_{1,2}} \cdot d\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{dI}{I}. \quad (2.24)$$

Проінтегруємо та прирівняємо до (2.23), щоб показати зв'язок між середньою ефективною довжиною хвилі $\lambda_{0,x}$ та граничною ефективною довжиною хвилі λ_T :

$$\frac{1}{\lambda_{1,2}} = \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)^{-1} \cdot \int_{1/T_1}^{1/T_2} \frac{1}{\lambda_T} \cdot d\left(\frac{1}{T}\right). \quad (2.25)$$

Експериментальні дані [73] показують, що залежність $1/\lambda_T$ можна апроксимувати в досить гарному наближенні від $1/T$ як кутову форму рівняння прямої:

$$\frac{1}{\lambda_T} = m \cdot \frac{1}{T} + b. \quad (2.26)$$

Підставимо (2.26) в (2.25):

$$\begin{aligned}\frac{1}{\lambda_{1,2}} &= \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)^{-1} \cdot \int_{1/T_1}^{1/T_2} \left(\frac{m}{T} + b \right) \cdot d\left(\frac{1}{T} \right) \\ &= \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{m}{T_1} + b \right) + \left(\frac{m}{T_2} + b \right) \right]\end{aligned}\quad (2.27)$$

Середню ефективну довжину хвилі можна виразити як:

$$\frac{1}{\lambda_{1,2}} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right). \quad (2.28)$$

Вираз показує, що середня ефективна довжина хвилі $\lambda_{1,2}$ є середнім арифметичним значенням обернених миттєвих значень граничних довжин хвилі λ_1 та λ_2 за температур T_1, T_2 . Використавши (2.22) та (1.1), отримаємо:

$$\frac{1}{\lambda_T} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{1}{\lambda} \cdot L_{\lambda,b}(\lambda, T) \cdot \tau_0(\lambda) \cdot R(\lambda) \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{\lambda,b}(\lambda, T) \cdot \tau_0(\lambda) \cdot R(\lambda) \cdot d\lambda}. \quad (2.29)$$

Розрахуємо зміщення центральної довжини хвилі оптичних смугових фільтрів з гаусовим розподілом характеристики пропускання τ для робочої довжини хвилі $\lambda_{роб} = 940$ нм, типової чутливості кремнієвого фотоприймача ($\sim 0,5$ А/Вт), та енергетичної яскравості АЧТ при 550 °С [44].

Таблиця 2.6 – Ефективні довжини хвиль та інтегральні значення яскравості L_b при різних FWHM смугового фільтра з гаусовим розподілом смуги пропускання

FWHM, нм	L_b , Вт·см ⁻² ·ср ⁻¹ ·нм ⁻¹	λ_{eff} , нм	Зміщення, нм
5	6,27e-07	940,06	0,06
7	8,78e-07	940,12	0,12
10	1,25e-06	940,24	0,24
12	1,50e-06	940,35	0,35
15	1,88e-06	940,55	0,55

Як видно з рисунку 2.7а більша частина оптичного сигналу проходить крізь довгохвильову частину фільтра. Виходячи з цього і виникає необхідність зміщення центральної довжини хвилі для компенсації цього ефекту (рис.2.7б).

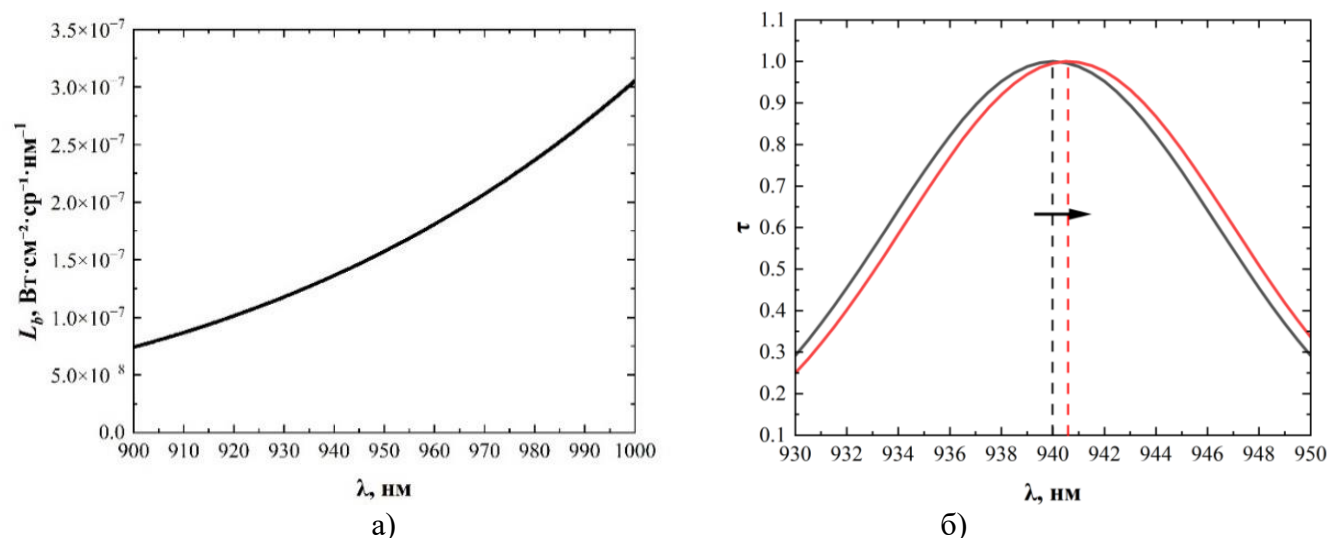


Рисунок 2.7 – Графічне представлення а) спектральної яскравості АЧТ при 550 °С та б) середньої ефективної довжини хвилі $\lambda_{0,x}$

Обрахуємо похибку визначення температури за допомогою формули Планка (1.1) при температурі 550 °С без врахування зсуву кривої пропускання фільтра $\tau(\lambda)$ на величину середньої ефективної довжини хвилі $\lambda_{0,x}$ (табл.2.7).

Таблиця 2.7 – Похибки визначення температури для оптичних фільтрів з гаусовим розподілом за різних значень FWHM

Похибка визначення температури $\Delta T, \text{K}$	Ширина смуги пропускання фільтра на рівні половини максимальної інтенсивності				
	5 нм	7 нм	10 нм	12 нм	15 нм
	+0,040	+0,079	+0,102	+0,132	+0,162

Обрахунок середньої ефективної довжини хвилі $\lambda_{0,x}$ необхідно проводити для кожного значення температури. Однак, при застосуванні даного підходу в оптоелектронній пірометричній системі необхідним також є врахування змінної емісійної здатності зростаючих епітаксійних шарів, що значно ускладнює швидкодію пірометричної системи в процесі роботи через складні обчислення з врахуванням різної емісійної здатності ϵ за різних температур T_x при обрахунку інтегральних рівнянь ітераційним методом припущення, оскільки взаємопов'язані величини T_x та λ_{eff} є невідомими.

Для оцінки впливу FWHM на точність вимірювання дослідимо залежність оберненої ефективної довжини хвилі λ_{eff} в температурному діапазоні значень $1/T$.

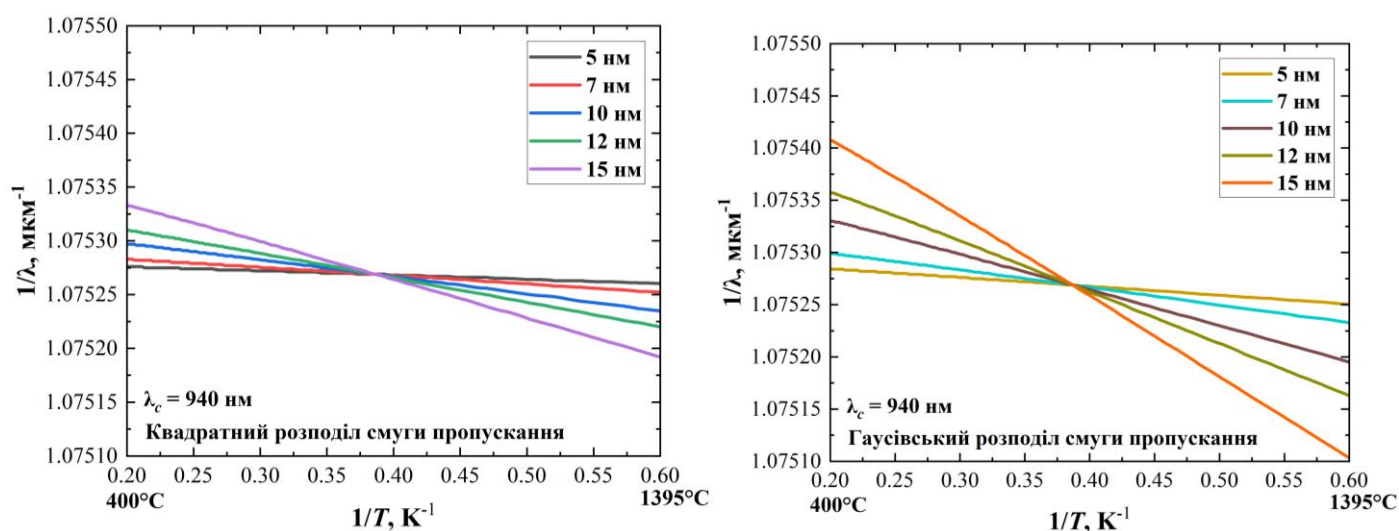


Рисунок 2.8 – Графічне представлення оберненої ефективної довжини хвилі $1/\lambda$ оптичних фільтрів від температури $1/T$ [44]

Аналізуючи отримані дані (рисунок 2.8 та таблиці 2.5, 2.6) можна сказати, що фільтр із квадратною смугою пропускання дає значно кращий результат, оскільки ефективна довжина хвилі має більш лінійну функцію залежності від температури, ніж у випадку фільтра з розподілом Гауса, а діапазон, який охоплює ефективну довжину хвилі є меншим майже на порядок. Однак отримання вузькосмугових оптичних фільтрів з квадратним розподілом смуги пропускання є більш технологічно складним в реалізації, ніж у випадку для фільтрів зі смугою пропускання у вигляді розподілу Гауса.

Дані фільтри складаються з прозорі до необхідного спектру підкладки та тонких шарів матеріалів, оптичні параметри яких (товщина d , комплексний показник заломлення n^*) оптимізуються з метою забезпечення високої пропускну здатності τ у цільовій смузі пропускання, що, керуючись результатами даного аналізу має становити від 7 до 15 нм як найоптимальніший компроміс між достатнім рівнем інтегральної спектральної яскравості L_b в діапазоні $\Delta\lambda$ та помірним вкладом в загальну похибку системи діагностики через вплив ефективної довжини λ_{eff} хвилі при вимірюваннях. Водночас, у суміжних спектральних областях, такий підбір параметрів створює умови для конструктивної інтерференції, що призводить до ефективного відбивання [44].

2.4 Вибір діаметру плями вимірювання та аналіз впливу на частоту дискретизації вимірювань

Зменшення витрат на виготовлення напівпровідникових структур безпосередньо пов'язане з тенденцією до розширення діаметру підкладок. Такий підхід сприяє зростанню продуктивності та покращенню технічних параметрів пристроїв. Якщо для експериментальних досліджень достатньо діаметра 50 мм (2 дюйми), то рентабельне серійне виробництво потребує використання пластин діаметром не менше 100 мм (4 дюйми). У перспективі галузь орієнтується на впровадження стандартів 200 мм та 300 мм (8 та 12 дюймів).

Динаміка зростання діаметра підкладок визначається особливостями конкретного матеріалу, що відображає актуальні запити ринку та ступінь освоєння методів отримання. Оскільки синтез об'ємних кристалів часто стає фактором обмеження для серійного виробництва, наявність стабільної та відпрацьованої технології їх створення є критичною умовою успішного виробництва [74].

Водночас із збільшенням діаметра підкладок спостерігається тенденція до зменшення їх товщини задля зниження витрат. Оскільки ГФЕ МОС передбачає роботу в умовах високих температур (наприклад, 1000 °C для нітридної технології), розбіжність у параметрах кристалічних ґраток різних шарів провокує механічні напруження та вигин пластин, що створює нерівномірний температурний градієнт. Без діагностики це призводить до суттєвої неоднорідності характеристик по всій поверхні підкладки. Для стабілізації процесу необхідно впроваджувати системи моніторингу в режимі реального часу, що дозволяють контролювати стан шарів безпосередньо під час їхнього осадження.

Зокрема, для точного контролю параметрів використовуються кремнієві та позиційно-чутливі фотодетектори, що дозволяють досягти високої відтворюваності параметрів з високою точністю [75]. Зазначені вище аспекти вказують на актуалізацію цієї проблеми в межах розробки системних підходів до оптимізації та покращення систем діагностики параметрів поверхні підкладок під час епітаксії як фактору покращення технології.

На відміну від діаметра пластин, розміри тримача пластин не мають чіткої стандартизації, та варіюються за діаметром, кількістю кишень для підкладок та товщини в залежності від виробника епітаксійної системи.

Керуючись схематичним зображенням тримача пластин та положення плям на ньому (рис.2.9), можна виділити положення плям, що розташовані на тримачі (1); плям, що розташовані на підкладці (2,3,4); плям, що розташовані на тримачі і підкладці (5).

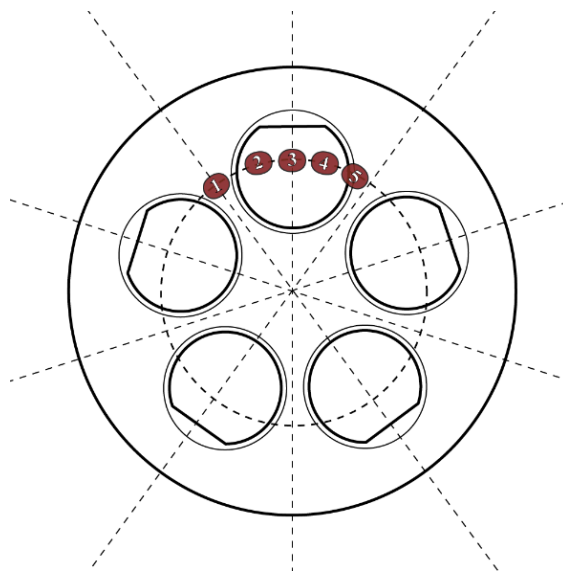


Рисунок 2.9 – Графітовий тримач пластин з різними конфігураціями плям: 1 – пляма розташована на тримачі; 2,3,4 – пляма розташована на підкладці; 5 – пряма розташована на тримачі і підкладці

Графітовий тримач має випромінювальну здатність, близьку до одиниці $\varepsilon \sim 0,9\text{--}1,0$. Параметри теплового випромінювання графітового тримача подібні до абсолютно чорного тіла, в той час як епітаксійні підкладки характеризуються значно нижчою випромінювальною здатністю $\varepsilon_{\text{wafer}} < \varepsilon_{\text{susceptor}}$, що до того ж змінюється під час росту. Оскільки пірометр фактично вимірює яскравість L , при обертанні тримача у пляму вимірювання пірометра, націлену на фіксований радіус R . Як наслідок, у пляму вимірювання по черзі потрапляють ділянки з високою емісією та низькою емісією. Цей процес генерує на аналоговому виході пірометра чіткий періодичний сигнал, де кожен імпульс відповідає проходженню однієї пластини.

Вибір діаметру плями вимірювання обумовлений рядом факторів. До них можна віднести оптичні властивості матеріалу оглядового вікна, а також його взаємодію з оптичним шляхом пірометра, що визначає фокусну відстань, і, отже, має визначатися для кожної конкретної конфігурації реактора.

Розглянемо три теоретичні конфігурації тримача пластин $5 \times 12''$ ($R \approx 25$ см), $5 \times 8''$ ($R \approx 18$ см), $5 \times 6''$ ($R \approx 13$ см). Для кількісної оцінки дискретності сканування

температурного градієнту введемо поняття просторового кроку вимірювання ΔL . Цей параметр являє собою відстань на поверхні тримача пластин, яку проходить пляма вимірювання за час одного періоду дискретизації сигналу пірометра. Математично просторовий крок визначається як відношення лінійної швидкості руху поверхні v на заданому радіусі R до частоти f_s опитування приладу:

$$\Delta L = \frac{2\pi \cdot R \cdot \omega}{60 \cdot f_s}. \quad (2.30)$$

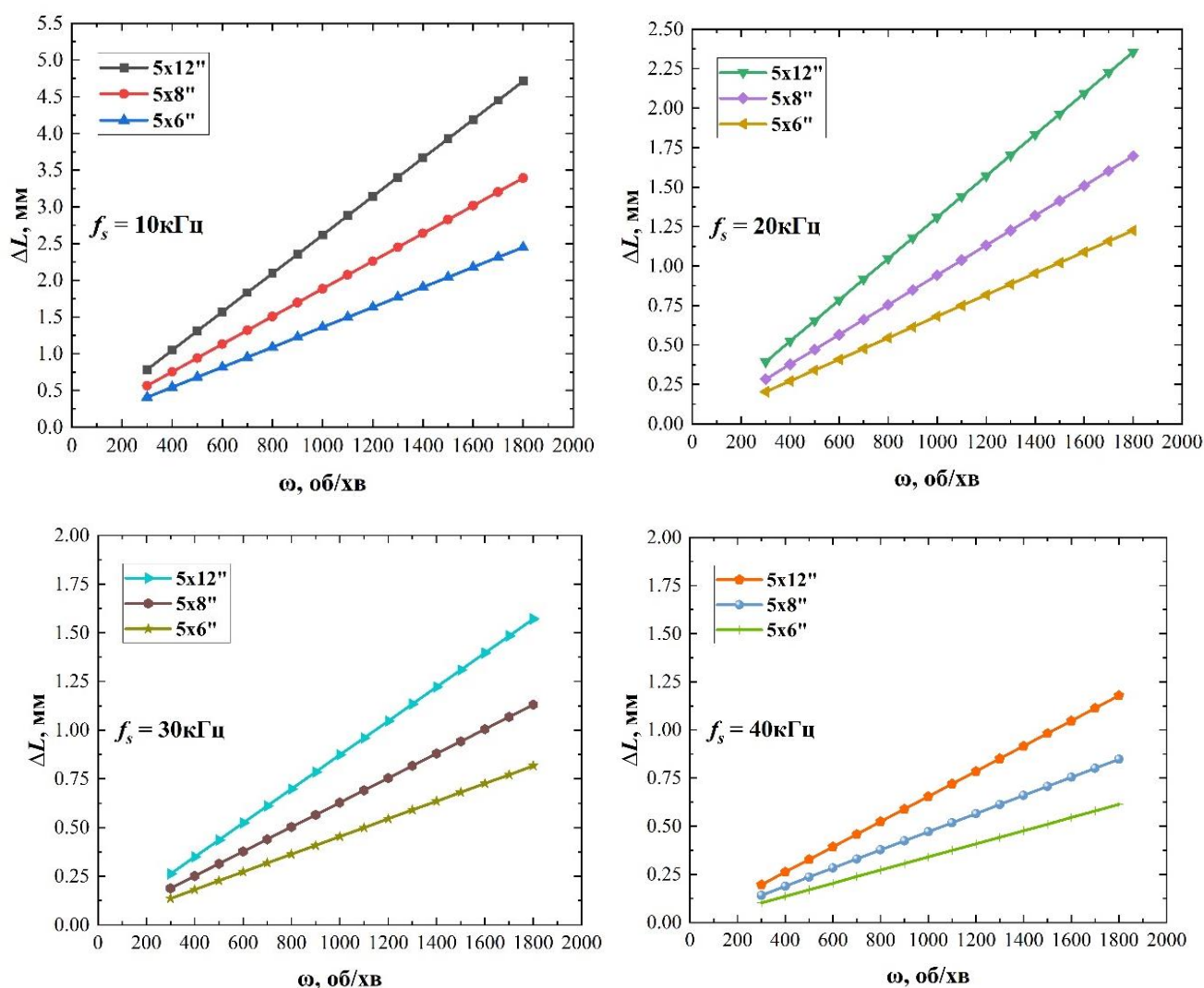


Рисунок 2.10 – Значення просторового кроку для ΔL для різної частоти дискретизації f_s

Як видно з отриманих результатів (рис.2.10), можна сказати, що просторовий крок ΔL лінійно зростає зі збільшенням швидкості обертання ω , та пропорційно зменшується зі збільшенням частоти дискретизації f_s . У випадку збільшення частоти f_s в n разів, значення просторового кроку зменшується в n разів.

Пов'язуючи ΔL з діаметром плями D_p , можна визначити кількість дискретних вимірювань N_T , які система встигає виконати за час проходження плямою відстані, що дорівнює її власному діаметру $N = D_p / \Delta L$. Обрахуємо кількість точок вимірювання для плями діаметром 3 мм за різної частоти дискретизації.

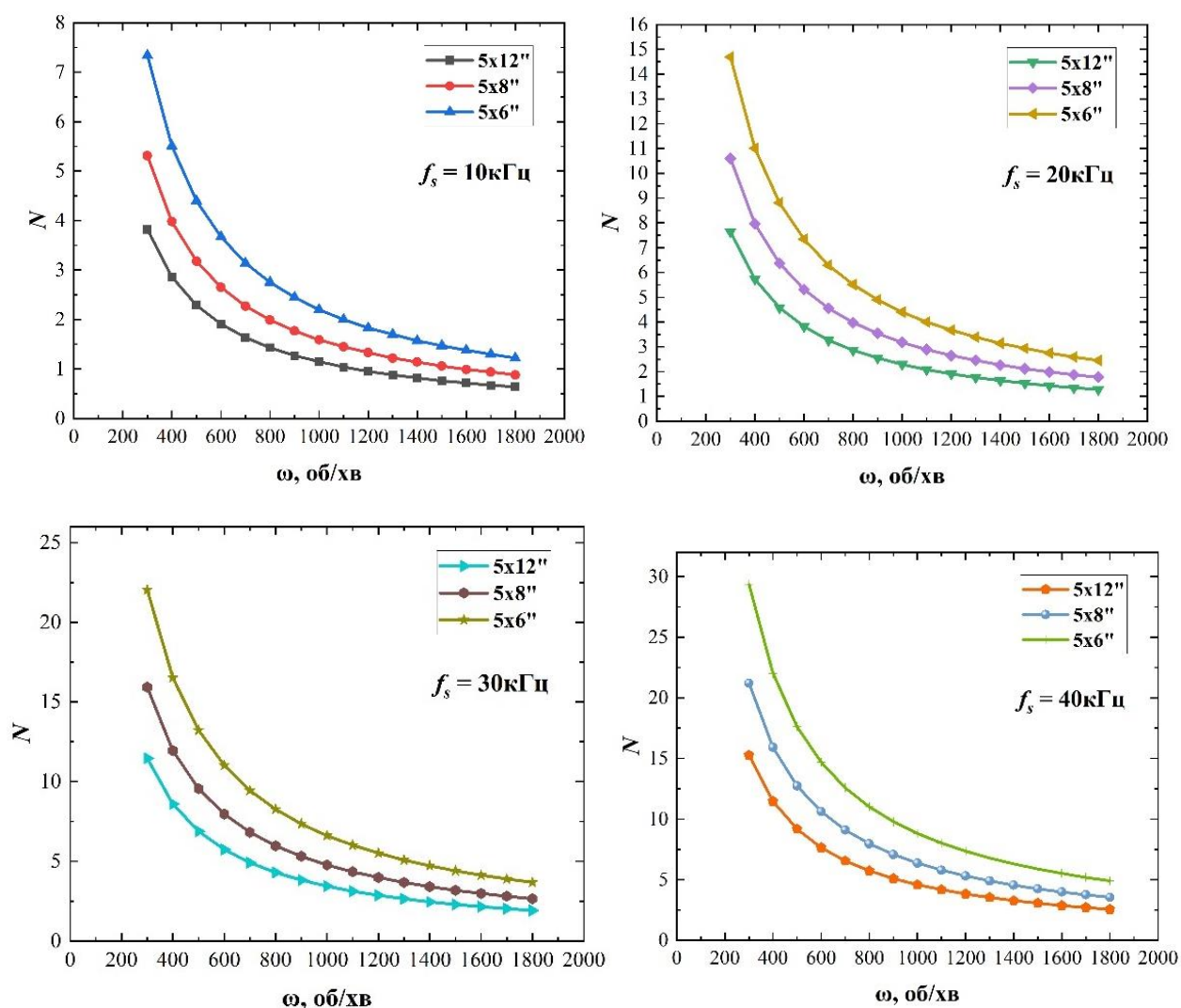


Рисунок 2.11 – Залежність кількості точок виміру N від частоти дискретизації f_s

Як видно з отриманих результатів (рис.2.11), залежність кількості точок демонструє обернену гіперболічну залежність до значення просторового кроку ΔL , та прямо пропорційну залежність до діаметру плями D_p , як $N = D_p / \Delta L$. Як наслідок, збільшення частоти обертів ω збільшує лінійну швидкість плями, а тому призводить до збільшення ΔL і зменшення N . Так, використовуючи отримані дані для діаметру 3 мм, для переходу до оцінки кількості вимірів N для діаметрів плями D_p в 1 мм, 2 мм, необхідно зменшити кількість точок у 3 та 1,5 рази відповідно, для переходу до 5 мм, 7 мм – збільшити у 1,6 та 2,3 рази відповідно.

Таким чином, при зменшенні розміру плями необхідно підвищувати частоту дискретизації, щоб уникнути втрати суцільності покриття. Для подібних застосувань доцільно використовувати *p-i-n* детектори, оскільки вони забезпечують лінійність перетворення та необхідну динаміку вимірювань у високочастотних застосуваннях [76]. І навпаки, збільшуючи пляму, допустимо знижувати частоту, оскільки оптичне усереднення (роздільною здатністю якого є діаметр D_p) стає домінуючим фактором, що нівелює доцільність високої дискретизації.

В якості критерію щільності сканування в даному випадку доцільно використовувати розраховану кількість точок вимірювання N . На основі величини N можна виділити три характерні режими дискретизації:

- Режим недостатньої дискретизації ($N < 1$): відповідає ситуації, коли просторовий крок ΔL перевищує діаметр плями D_p . Цей режим характеризується наявністю «сліпих зон» та фізичними пропусками ділянок поверхні пластини, що є неприпустимим для точного контролю.

- Режим критичної дискретизації ($1 < N < 3$): забезпечує суцільне покриття без пропусків. Однак, набір даних у цьому діапазоні є мінімально необхідним лише для відтворення форми профілю (згідно з теоремою Котельникова-Найквіста), але недостатнім для ефективного статистичного згладжування шумів.

- Режим надлишкової дискретизації ($N > 4$): характеризується значним перекриттям сусідніх вимірів. Такий набір даних є достатнім для застосування алгоритмів цифрової фільтрації та усереднення, що дозволяє підвищити співвідношення сигнал/шум та отримати високоточний температурний профіль.

Втім, існує верхня межа доцільності збільшення параметра N , яка обумовлена законом спадної віддачі при статистичній обробці сигналів. Ефективність зменшення шуму шляхом усереднення зростає пропорційно $\sqrt{N}$. Тому при досягненні значень $N \approx 10-12$ (що відповідає перекриттю плями понад 90%) подальше підвищення частоти дискретизації стає неефективним.

Збільшення N понад це значення не призводить до суттєвого покращення якості профілю розподілу параметрів, оскільки корисний ефект від усереднення нівелюється зростанням власних шумів вимірювального тракту через необхідність розширення смуги пропускання оптоелектронної системи Δf . Таким чином, діапазон $4 < N < 12$ можна вважати областю раціональної надлишковості для високоточної пірометрії МОСVD-процесів.

Шумові межі пірометричної температурної роздільної здатності оптоелектронної системи діагностики визначаються випадковими флуктуаціями, що присутні у вихідному сигналі ФД і накладають фундаментальні обмеження на нижню межу діапазону та на прецизійність, з якою температура може бути виміряна пірометричними методами.

Це можна розглядати як сукупний ефект двох видів шуму: шуму ФД, і шуму випромінювання, що зумовлений випадковою мінливістю швидкості емісії фотонів нагрітими поверхнями. Шум ФД характеризується показником якості ФД, що називається спектральною виявною здатністю $D(\lambda)$, яка визначається через спектральну чутливість ФД $S(\lambda)$, та середньоквадратичне значення шуму δS_{rms} у вихідному сигналі за умови, що співвідношення сигнал/шум дорівнює одиниці:

$$D(\lambda) = \frac{R(\lambda)}{\delta S_{rms}}. \quad (2.31)$$

При такому співвідношенні сигнал/шум величина сигналу дорівнює $\delta S = \delta S_{rms}$, а падаючий потік випромінювання $\delta\Phi$ називається потужністю, що еквівалентна шуму NEP, або потоком що еквівалентний шуму $\delta\Phi_N$. Так спектральна чутливість $S(\lambda)$ виражається як:

$$S(\lambda) = \frac{\delta S_{rms}}{\delta\Phi_N}. \quad (2.32)$$

Підставляючи даний вираз в (2.31), отримаємо:

$$D(\lambda) = \frac{1}{\delta\Phi_N}. \quad (2.33)$$

Для ФД, спектральна виявна здатність є обернено пропорційною квадратному кореню з площі детектора A , а також квадратному кореню з електричної смуги пропускання Δf . Для таких детекторів визначається питома спектральна виявна здатність $D^*(\lambda)$:

$$D^*(\lambda) = D(\lambda) \cdot \sqrt{A \cdot \Delta f}. \quad (2.34)$$

Шумові характеристики ФД зазвичай вказуються виробниками через $\delta\Phi_N$:

$$\delta\Phi_N = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{D^*(\lambda)}. \quad (2.35)$$

У виразі (2.35) Δf зазвичай приймається рівним 1 Гц, а довжина хвилі λ вважається такою, що відповідає максимальному значенню $D^*(\lambda)$, якщо не зазначено інше. Для цілей порівняння різних типів детекторів більш корисним є показник $D^*(\lambda)$, оскільки він показує якість кристалу ФД незалежно від його площі.

Враховуючи, що відношення $SNR = \text{сигнал/шум}$ визначається як відношення потоку випромінювання Φ до еквівалентної потужності шуму NEP згідно з формулою $SNR = \Phi / NEP$, діаметр плями в залежності від конфігурації тримача $D_p = 3\text{--}6$ мм можна вважати доцільним.

Такий вибір забезпечує баланс між двома факторами: максимізація оптичного сигналу та статистична достатність. Потік Φ пропорційний площі плями, тому пляма 3–6 мм забезпечує значно вищий рівень корисного сигналу порівняно з діаметрами 1–2 мм, що є критичним для роботи кремнієвого ФД. Великий діаметр плями при фіксованій частоті забезпечує високий показник просторового перекриття. Це дозволяє застосовувати алгоритми цифрового усереднення без необхідності надмірного збільшення f_s , які теоретично підвищують SNR пропорційно до $\sqrt{N}$, однак при плямі 3–6 мм, просторова роздільна здатність залишається обмеженою діаметром, що є іншою стороною компромісу між достатньою оптичною потужністю сигналу, високою прецизійністю та малим шумом.

На етапі ініціалізації визначається оптимальна частота дискретизації f_s , необхідна для забезпечення заданого коефіцієнта перекриття k (кількість вимірів на діаметр плями D_p). Виходячи з кінематики обертання тримача пластин з кутовою швидкістю ω на максимальному радіусі сканування R_{max} , частота f_s визначається співвідношенням:

$$f_s \geq \frac{2\pi R_{max} \cdot \omega}{60 \cdot D_p} \cdot k, \quad (2.36)$$

2.5 Вибір схеми підсилення та аналіз смуги пропускання

Швидкодія кремнієвого фотодіода зазвичай визначається бар'єрною ємністю переходу C_D . Моделювання характеристик фотодіода за допомогою дискретних схемотехнічних компонентів дозволяє проводити аналіз прикладних схем. На рисунку 2.12 представлено результуючу модель, що включає ідеальний діод, джерело струму та супутні паразитні елементи.

Джерело струму i_p моделює корисний сигнал фотодіода. Опір R_D відповідає темновому опору діода, який являє собою опір переходу при нульовому зміщенні. У більшості застосувань цей високий опір має незначний вплив, тому ним можна знехтувати. Аналогічним чином, опір R_S моделює послідовний опір напівпровідникового матеріалу; оскільки цей опір малий, ним також, як правило, нехтують.

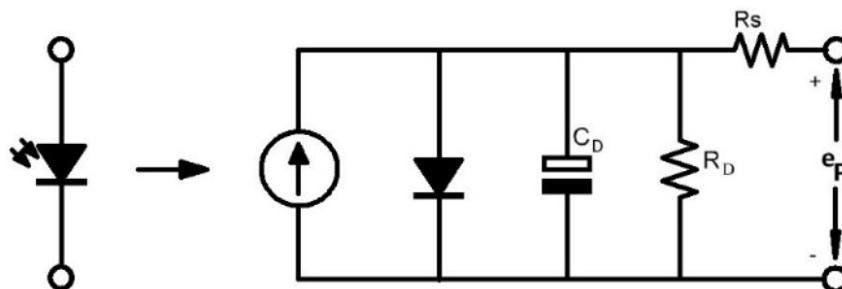


Рисунок 2.12 – Схемна модель фотодіода

Параметр C_D характеризує ефект накопичення заряду в p - n переході фотодіода і залежить від площі діода та прикладеної напруги. Збільшення площі діода призводить до охоплення більшого об'єму переходу, що супроводжується зростанням величини накопиченого заряду і, відповідно, збільшенням значення ємності C_D .

Подача на діод зворотної напруги зміщення призводить до розширення збідненої області переходу, що ефективно збільшує відстань між умовними обкладками конденсатора та зменшує результуюче значення C_D :

$$C_D = \frac{C_{D0}}{\sqrt{1 + U_R / \Phi_B}}. \quad (2.37)$$

Ємність p - n переходу обмежує смугу пропускання сигналу для більшості фотодіодів. Будь-яка напруга сигналу, що виникає на діоді, взаємодіє з цією ємністю, спричиняючи шунтування вихідного струму діода. Базовий фотодіодний трансімпедансний підсилювач дозволяє істотно розширити смугу пропускання, значною мірою ізолюючи фотодіод від напруги сигналу.

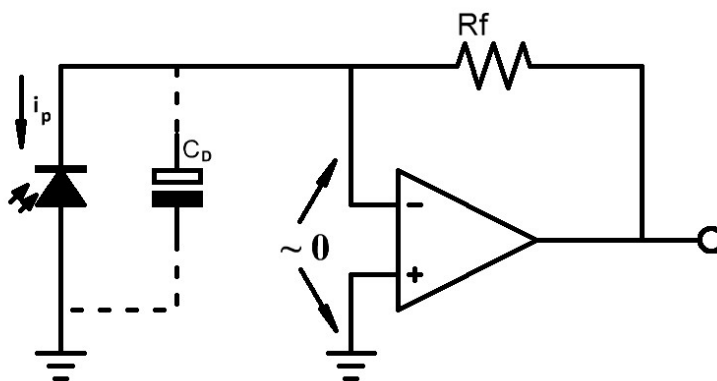


Рисунок 2.13 – Схема трансімпедансного підсилювача

У випадку ідеального підсилювача дана схема зводить напругу сигналу на фотодіоді та його ємності до нуля. При цьому дія зворотного зв'язку операційного підсилювача зрівнює потенціали на двох входах підсилювача, створюючи віртуальну землю для вихідного струму фотодіода. Сигнальна напруга навантаження формується на виході операційного підсилювача, який є ізольованим від діода.

На практиці, високий, але скінченний коефіцієнт підсилення операційного підсилювача з розімкненим контуром зворотного зв'язку забезпечує лише наближене виконання вищезазначеної умови нульової напруги. Скінченність коефіцієнта підсилення призводить до того, що частина напруги сигналу залишається прикладеною до фотодіода та його ємності. Цей залишковий сигнал спричиняє виникнення нового

обмеження смуги пропускання та створює передумови для самозбудження у вигляді осциляції схеми [77].

Обидва обмеження обумовлені наявністю піку у колі зворотного зв'язку, утвореного резистором R_f та ємністю C_D . Крім того, власна вхідна шумова напруга операційного підсилювача додається до залишкового вхідного сигналу і генерує шумовий струм через ємність C_D .

Цей струм зростає з підвищенням частоти і, протікаючи через резистор R_f , викликає високочастотний підйом амплітудно-частотної характеристики, який часто є домінуючим фактором у шумових характеристиках системи.

З метою відновлення частотної стійкості, конденсатор фазової корекції C_f шунтує резистор зворотного зв'язку R_f , як зображено на рис. 2.16. Зазвичай, у застосуваннях, що вимагають високого коефіцієнта підсилення, паразитна ємність часто забезпечує таку компенсацію автоматично. В інших випадках до фотодіодних підсилювачів, як правило, необхідно додавати ланцюг шунтування зворотного зв'язку.

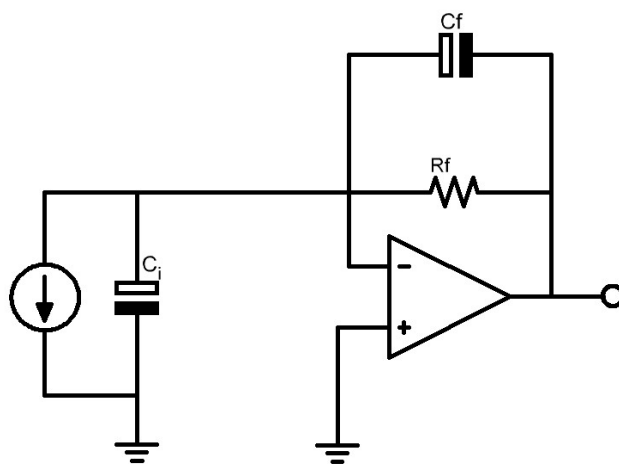


Рисунок 2.14 – Схема частотної компенсації трансімпедансного підсилювача

На високих частотах дане шунтування підвищує рівень сигналу, що подається на вхід підсилювача, компенсуючи ослаблення у колі зворотного зв'язку, спричинене вхідною ємністю C_i .

Аналіз дільника напруги для кола зворотного зв'язку визначає компенсований коефіцієнт зворотного зв'язку у вигляді:

$$\beta = \frac{1 + R_f C_f s}{1 + R_f (C_i + C_f) s}, \quad (2.38)$$

де $C_i = (C_D + C_{id} + C_{icm})$ – сума ємності p - n переходу, вхідної диференціальної ємності та вхідної синфазної ємностей.

У даному випадку C_f формує нуль на частоті $f_{CF} = 1 / 2\pi R_f C_f$, що компенсує полюс, утворений ємністю C_i на частоті $f_{ZF} = 1 / 2\pi R_f (C_i + C_f)$. Слід зазначити, що C_f також робить внесок у формування полюса f_{zf} , проте для більшості фотодіодних підсилювачів практичні умови мінімізують цей ефект, оскільки $C_f \ll C_i$. Далі буде розглянуто уточнення до розрахункового рівняння для C_f , що враховує інші випадки.

Нуль частотної характеристики, доданий до β вище, створює полюс для оберненої функції, вирівнюючи криву $1/\beta$, як показано на рис. 2.14. При цьому зменшений нахил характеристики $1/\beta$ знижує швидкість змикання для покращення стійкості, однак певний компроміс обмежує ступінь досяжного покращення. Вибір великого значення C_f міг би легко забезпечити нульовий нахил для $1/\beta$ у точці перетину f_i . Це зробило б швидкість змикання рівною стандартним 20 дБ/декаду, що відповідає зсуву фази 90° і забезпечує безумовну стійкість.

Однак такий вибір не виправдано обмежив би смугу пропускання схеми. Хоча шунтуюча дія C_f компенсує полюс зворотного зв'язку, це шунтування також створює полюс для основної функції передачі схеми. Перетворення «струм-напруга» залежить від напруги, що формується на резисторі R_f для створення вихідного сигналу. Шунтування цього резистора задля відновлення стійкості одночасно шунтує вихідний сигнал і обмежує смугу пропускання.

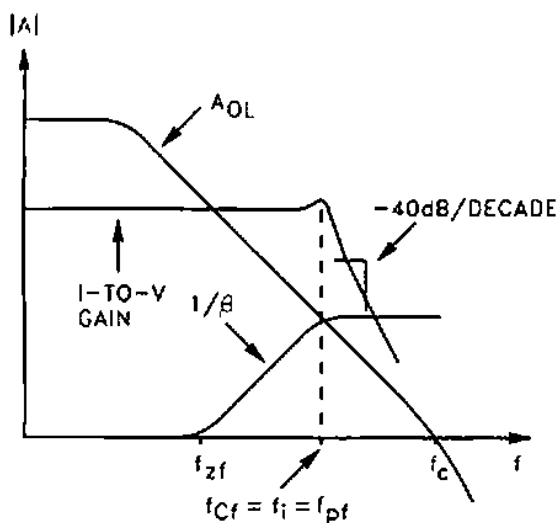


Рисунок 2.15 – Оцінка частотних параметрів та умов збудження трансімпедансного підсилювача

Висновки до розділу 2

Встановлено, що для досягнення необхідної точності вимірювань за допомогою методу пірометрії з компенсацією випромінювання, вимірювання необхідно проводити у вузьких спектральних діапазонах $\Delta\lambda$, обмежених кутах падіння $\Delta\theta$ та вузькому діапазоні станів поляризації $\Delta\sigma$. Окрім цього, було проаналізовано вплив похибок визначення коефіцієнтів емісії ϵ та відбиття R на точність визначення пірометричного та відбитого сигналів та сформовано аналітичні залежності похибки визначення параметрів епітаксійних шарів від параметрів оптоелектронних компонентів. Показано, що найбільша помилка виникає при високих значеннях коефіцієнту відбиття $R > 0,95$, характерних для майже дзеркальних поверхонь.

Досліджено температурну зміну оптичних властивостей краю поглинання підкладок ГФЕ МОС для росту сполук $A^{III}B^V$. Встановлено, що значення спектральної яскравості епітаксійних шарів у межах температурного діапазону росту є достатніми для використання напівпровідникових фотодетекторів. На основі цього було обґрунтовано вибір компонентної бази: в якості фотодетектора обрано кремнієвий p - n фотодіод, в якості оптичного фільтра – вузькосмуговий інтерференційний фільтр з

гаусівським спектром пропускання, а в якості джерела ІЧ-випромінювання – AlGaAs/GaAs світлодіодну гетероструктуру.

Також визначено оптимальну робочу довжину хвилі $\lambda_{роб} = 940$ для розробленої фотоструктури, оскільки це значення є компромісом між високою ампер-ватною чутливістю кремнієвого ФД ($\sim 0,5$ А/Вт), його мінімальним температурним коефіцієнтом ($\sim 0,2$ %/°C).

Показано, що для діапазону 920–940 нм значення FWHM = 7–15 нм забезпечують найменшу похибку визначення параметрів в усьому температурному діапазоні росту.

Обґрунтовано вибір діаметру плями випромінювання. Встановлено, що значення діаметра плями вимірювання $D_p = 3$ –6 мм забезпечує необхідні значення сили оптичного сигналу та просторової роздільної здатності для прецизійних вимірювань параметрів підкладки. Проаналізовано схеми включення фотодіодів та обрано схему на базі трансімпедансного підсилювача, що забезпечує необхідну швидкодію та високу чутливість.

РОЗДІЛ 3. ПАРАМЕТРИ ОПТОЕЛЕКТРОННИХ КОМПОНЕНТІВ ПРОМЕТРА-РЕФЛЕКТОМЕТРА

3.1 Дослідження впливу параметрів приладової структури кремнієвого ФД на його оптоелектронні характеристики

Відповідно до закону Бугера-Ламберта-Бера, інтенсивність випромінювання при проходженні світла крізь середовище змінюється пропорційно до $e^{-\alpha x}$, де α – коефіцієнт поглинання даного середовища. Об'ємна швидкість генерації носіїв заряду в такому випадку пропорційна $\alpha \cdot e^{-\alpha x}$. Оскільки коефіцієнт поглинання $\alpha(\lambda)$ є спектрально залежним, то зі зміною довжини падаючої хвилі λ змінюється і просторовий розподіл згенерованих пар носіїв.

Швидкість генерації електронно-діркових пар g в площі переходу $X = 0$ (рис.3.1), де Φ – потік фотонів, що падає перпендикулярно до площі p - n переходу, а ω_n та ω_p товщини n - та p -областей, може бути представлена як:

$$g(0) = \alpha \eta_{i\lambda} (1 - R_\lambda) \Phi e^{-\alpha \omega_n}. \quad (3.1)$$

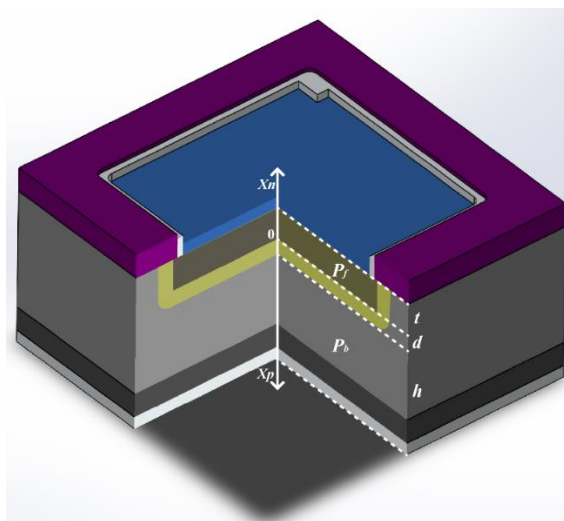


Рисунок 3.1 – Схематичне зображення кремнієвого p - n фотодіода

для n - та p - областей:

$$g(x_n) = g(0) \exp^{\alpha x_n}, \quad (3.2)$$

$$g(x_p) = g(0) \exp^{-\alpha x_p}. \quad (3.3)$$

Внутрішня квантова ефективність η_i визначається як співвідношення поглинутих фотонів до кількості утворених електронно-діркових пар. В ідеальному випадку, при усіх поглинутих фотонах η_i представляє собою пряму лінію $e \cdot \lambda / h \cdot c$ та характеризується різким спадом на довжині хвилі $\lambda_{кр}$ яка характеризує край поглинання, який пов'язаний із шириною забороненої зони E_g . Однак, варто зазначити, що беручи до уваги експоненційну природу поглинання світла, що описується законом Бугера-Ламберта-Бера, край поглинання матеріалу можна також варіювати змінюючи товщину матеріалу x . Також, при сильному рівні легування ($>10^{19} \text{ см}^{-3}$) виникає ефект звуження забороненої зони E_g .

В реальному випадку, внутрішня квантова ефективність залежить від профілю збирання носіїв в кристалі $P(x)$, що визначає об'ємну швидкість генерації носіїв заряду, η_i може бути представлена як:

$$\eta_i = \int_0^h \alpha(\lambda) \times e^{-\alpha(\lambda)x} \times P(x) dx. \quad (3.4)$$

Тобто, внутрішня квантова ефективність η_i є добутком об'ємної швидкості генерації носіїв $P(x)$ по всій товщині пластини h , що пов'язана з поглинанням в матеріалі $\alpha(\lambda)$, та визначає кількість випромінювання, що дійшло до координати x та ефективності збору носіїв в цій точці.

На профіль збору носіїв $P(x)$ кремнієвого ФД можуть впливати конструктивно-технологічні параметри як, наприклад, область ОПЗ, що залежить від напруги зміщення, рівень легування, товщина пасивації, та ін.

Як наслідок, внутрішня квантова ефективність η_i може бути аналітично представлена як [78]:

$$\eta_i(\lambda) = P_f + \frac{1 - P_f}{\alpha(\lambda)t} \left\{ 1 - \exp^{-\alpha(\lambda,T)t} \right\} - \frac{1 - P_b}{\alpha(\lambda)(d - t)} \times \left\{ \exp^{-\alpha(\lambda,T)t} - \exp^{-\alpha(\lambda)d} \right\} - P_b \exp^{-\alpha(\lambda)h} + r \exp^{-\alpha(\lambda)h} P_b, \quad (3.5)$$

де P_f – коефіцієнт збору носіїв на межі розділу Si/SiO₂;

P_b – коефіцієнт збору носіїв в об'ємі кристалу;

t – координата p - n переходу;

d – кінець зони збіднення;

h – товщина підкладки;

r – коефіцієнт відбиття зворотної сторони.

Представити графічно профіль збору носіїв $P(x)$, що визначає вірогідність утворення електронно-діркової пари, можна як:

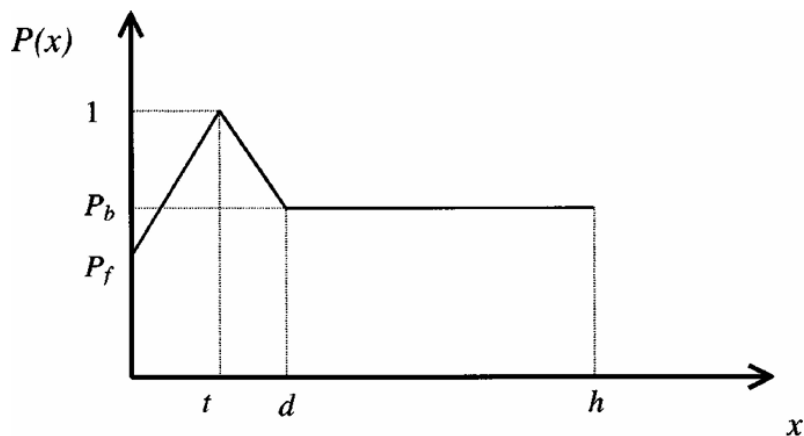


Рисунок 3.2 – Схематичне зображення профілю збору носіїв $P(x)$ кремнієвої p - n фотоструктури [79]

Область $0 < x < t$ характеризує поверхневу область до металургійної межі p - n переходу t . У приповерхневій області на межі розділу Si/SiO₂ при $x = 0$, коефіцієнт збору P_f є меншим за одиницю, що пояснюється впливом поверхневої рекомбінації через яку частина носіїв, генерованих біля поверхні, втрачається, не досягнувши p - n переходу. Зі збільшенням глибини x , вплив поверхневої рекомбінації послаблюється, і коефіцієнт збору лінійно зростає, досягаючи свого максимального значення безпосередньо в площині p - n переходу при $x = t$.

Область $t < x < d$ характеризує зону збіднення, що відповідає області просторового заряду ОПЗ, де існує сильне електричне поле. Носії, генеровані в цій зоні, розділяються полем і збираються з високою ефективністю за рахунок дрейфового механізму. Графік показує лінійне зменшення коефіцієнта збору від 1 до P_b на межі ОПЗ. Це спрощене зображення може враховувати неідеальність збору (наприклад, рекомбінацію в ОПЗ) або початковий етап переходу до дифузійного механізму.

Область $d < x < h$ характеризує квазінейтральну об'ємну область кристалу. Тут відсутнє сильне електричне поле. Збір носіїв, генерованих у цій зоні, відбувається виключно завдяки дифузії неосновних носіїв заряду до межі зони збіднення $x = d$. Коефіцієнт збору $P(x)$ тут є сталим і дорівнює P_b . Ця величина визначається співвідношенням між швидкістю дифузії носіїв до ОПЗ та швидкістю їх об'ємної рекомбінації у підкладці. Коефіцієнт відбиття зворотної сторони r визначає частку випромінювання, що віддзеркалюється для другого проходу через структуру, збільшуючи вірогідність утворення електронно-діркових пар та підвищення чутливості.

Як наслідок, спектральну чутливість можна виразити як:

$$S_{\lambda} = \frac{en}{hc}(1 - R_{\lambda})\lambda\eta_{i\lambda}. \quad (3.6)$$

$$S_{\lambda} = \frac{en}{hc}(1 - R_{\lambda})\lambda\eta_{i\lambda}\alpha \exp^{-\alpha\omega_n}(L_1 + L_2), \quad (3.7)$$

де L_1 та L_2 – коефіцієнти, що пов'язані з дифузійними довжинами електронів L_e , дірок L_h та ширинами ω n - та p -областей:

$$L_1 = \frac{L_h}{\alpha^2 L_h^2 - 1} \left[\alpha L_h \exp(\alpha \omega_n) \operatorname{sech} \frac{\omega_n}{L_h} - \alpha L_h - th \frac{\omega_n}{L_h} \right], \quad (3.8)$$

$$L_2 = \frac{L_e}{\alpha^2 L_e^2 - 1} \left[\alpha L_e - \alpha L_e \exp(-\alpha \omega_p) \operatorname{sech} \frac{\omega_p}{L_e} - th \frac{\omega_p}{L_e} \right]. \quad (3.9)$$

Поглинання світла у кристалічному кремнії є ізотропним. Основним процесом поглинання в ультрафіолетовому, видимому та ближньому інфрачервоному спектральних діапазонах $\lambda < 1100$ нм є міжзонне поглинання, за якого електрони з валентної зони збуджуються з переходом до зони провідності. Для енергій фотонів понад 3,4 еВ можливі прямі переходи. Для нижчих енергій фотонів відбуваються непрямі переходи шляхом поглинання або випромінювання фононів.

Фотони також можуть поглинатися шляхом внутрішньозонного або зонно-домішкового поглинання. Внутрішньозонне поглинання зумовлене збудженням електрона в зоні провідності на стан із вищою енергією в межах тієї ж зони. Цей процес поглинання, також відомий як поглинання вільними носіями заряду FCA, який часто називають паразитним поглинанням, оскільки воно не генерує додаткових вільних носіїв заряду, але може погіршувати функціональність фотодіодів.

Зонно-домішкове поглинання зумовлене переходами електронів із валентної зони на локальні домішкові рівні в забороненій зоні. Оскільки цей процес відбувається в області низьких енергій фотонів і спектрально не перекривається з власним міжзонним поглинанням (рис.3.3), у подальшому аналізі він не враховується. Розрахуємо значення температурної залежності власного міжзонного поглинання за допомогою систематизованих спектрів та температурної моделі Шинке та ін. [80]:

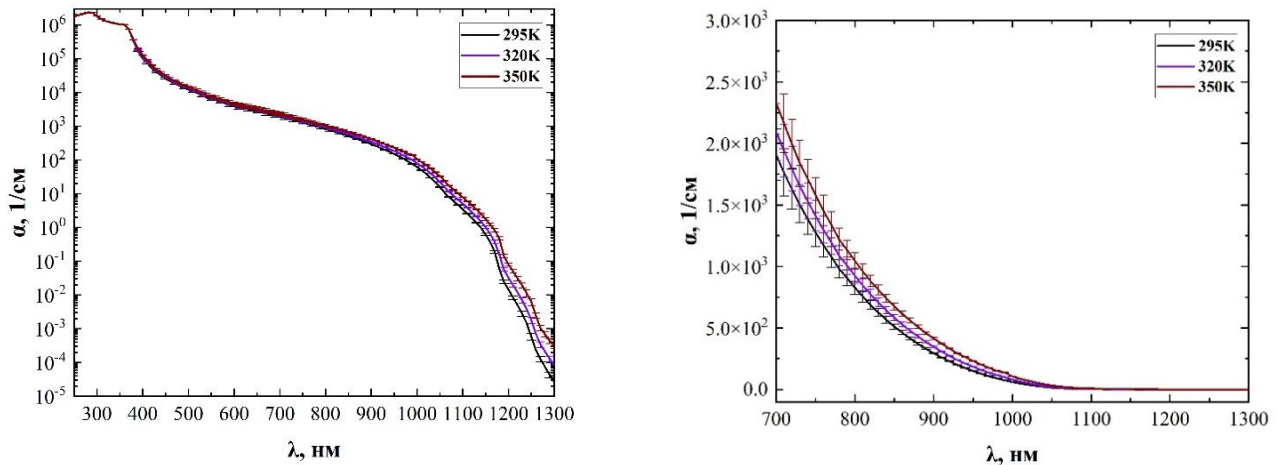


Рисунок 3.3 – Температурна залежність міжзонного поглинання кремнію

Поглинання на вільних носіях характеризується монотонним, часто безструктурним спектром, що описується законом $\alpha \sim \lambda^p$, де $\lambda = c/v$ – довжина хвилі фотона, а p змінюється в межах від 1,5 до 3,5. Під час поглинання фотона електрон здійснює перехід у стан з більшою енергією в межах тієї ж долини. Такий перехід вимагає додаткової взаємодії для того, щоб виконувався закон збереження квазіімпульсу. Зміну квазіімпульсу можна забезпечити або в результаті взаємодії з ґраткою (фонони), або шляхом розсіяння на іонізованих домішках.

Згідно з теорією Друде, що описує коливання електрона в металі під дією періодичного електричного поля, затухання має збільшуватися пропорційно λ^2 . У напівпровідниках розсіяння акустичними фононами призводить до поглинання, що змінюється як $\lambda^{1,5}$. Розсіяння на оптичних фононах дає залежність $\lambda^{2,5}$, тоді як розсіяння іонізованими домішками може дати залежність λ^3 або $\lambda^{3,5}$. У загальному випадку реалізуються всі типи розсіяння, і результуючий коефіцієнт поглинання α_f вільними носіями є сумою трьох членів:

$$\alpha_f = A\lambda^{1,5} + B\lambda^{2,5} + C\lambda^{3,5}, \quad (3.10)$$

де A , B і C – константи.

Залежно від концентрації домішок той чи інший механізм розсіювання буде домінуючим. Показник p у залежності λ^p повинен зростати зі збільшенням легування або ступеня компенсації.

Класична формула для коефіцієнта поглинання вільними носіями α_f має вигляд:

$$\alpha_f = \frac{Nq^2\lambda^2}{m^*8\pi^2nc^3\tau}, \quad (3.11)$$

де N – концентрація носіїв, n – показник заломлення, τ – час релаксації. Варто зазначити, що τ враховує вплив розсіювання. Таким чином, імовірність розсіювання іонізованими домішками залежатиме від природи домішки.

При проходженні крізь кремнієву пластину, світло зазнає відбивання на межі повітря/кремній та, пройшовши об'єм пластини і поглинувшись за законом Бугера-Ламберта-Бера, зазнає відбиття на межі кремній/повітря (рис.3.4).

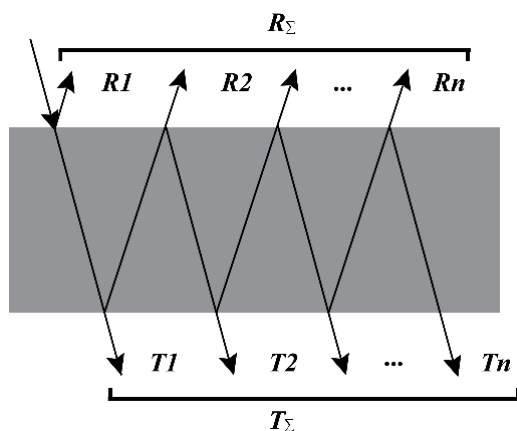


Рисунок 3.4 – Оптичний шлях проходження світла в кремнії

Для аналітичної оцінки поглинання $\alpha(\lambda)$ кремнієвої підкладки, використовуючи дані (рис.3.3) розрахуємо спектр пропускання T для пластини кремнію товщиною 330 мкм для спектральної області 700–1300 нм. В даному оптичному діапазоні значення відбиття має лінійний характер зростання та складає $R \approx 0,31\text{--}0,36$ [81]–[83]:

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (3.12)$$

Чисельник характеризує світло, що проходить крізь пластину напряду. Знаменник характеризує багатократні відбиття на межі кремнію та повітря та представляє собою їх суму. Для кремнієвої підкладки товщиною 330 мкм, значення поглинання відбиття та пропускання при нормальному і ковзному падінні складатимуть:

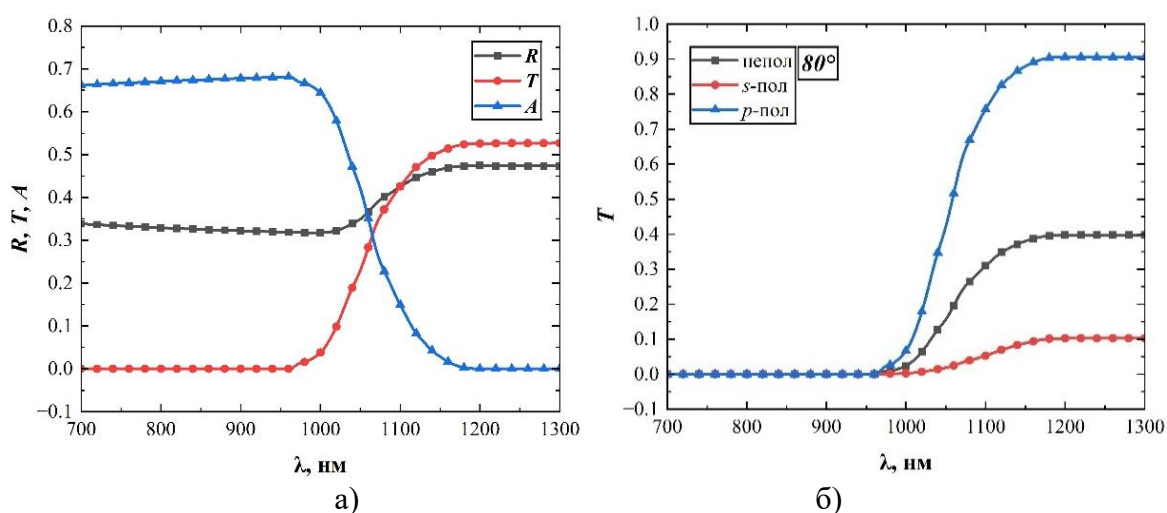


Рисунок 3.5 – Аналітичні значення оптичних параметрів кристалічного кремнію при а) нормальному та б) ковзному падінні світла

Для оцінки вкладу поглинання домішками дослідимо аналітичні моделі [84], де поглинання на вільних носіях заряду α_{FCA} описується як:

$$\alpha_{FCA} = CN\lambda^\gamma, \quad (3.13)$$

де C та γ – коефіцієнти напівемпіричної моделі;

N – концентрація домішок;

λ – довжина хвилі.

Для спектрального діапазону $1000 \text{ нм} < \lambda < 1500 \text{ нм}$ та діапазону легування $10^{18} < N < 10^{20}$, значення поглинання на вільних носіях заряду α_{FCA} можна описати як [55]:

$$p-Si \alpha_{FCA} = (1,80 \pm 0,83) \cdot 10^{-9} \cdot N \lambda^{2,18 \pm 0,01}, \quad (3.14)$$

$$n-Si \alpha_{FCA} = (1,68 \pm 0,62) \cdot 10^{-6} \cdot N \lambda^{2,88 \pm 0,08}. \quad (3.15)$$

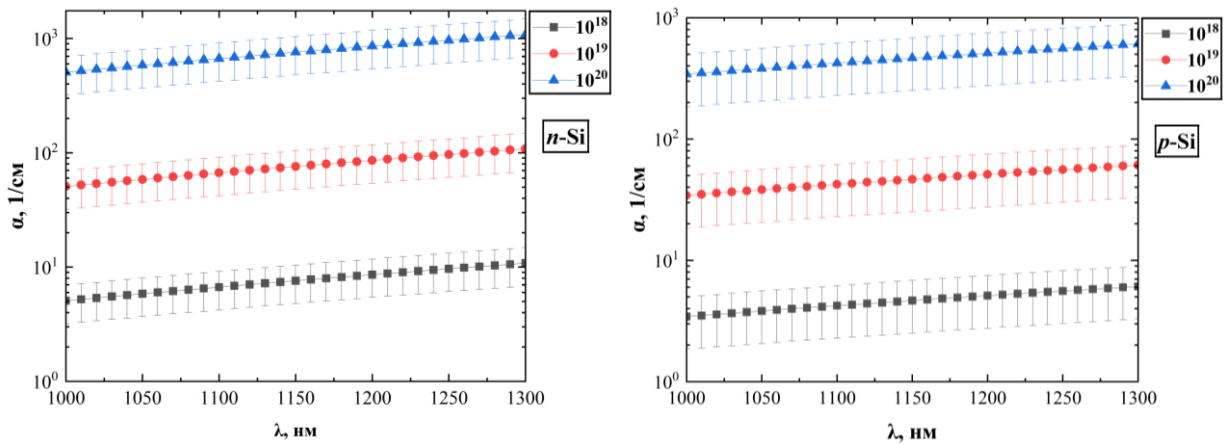


Рисунок 3.6 – Аналітичні значення поглинання на вільних носіях α_{FCA} кристалічного кремнію а) легованого фосфором та б) легованого бором

Порівнюючи отримані розрахункові дані (рис.3.3 та рис.3.6), можна сказати, що для спектральної області вимірювань $900 \text{ нм} < \lambda < 950 \text{ нм}$, вклад міжзонного поглинання $\alpha_b(\lambda)$ значно більший за $\alpha_{FCA}(\lambda)$, не дивлячись на їх співмірність значень за великого легування. Оскільки товщини легованих областей значно менші в порівнянні з товщиною підкладки, при проходженні світла крізь чутливу область ФД, за рахунок поглинання на вільних носіях, на тепло перетвориться лише $\sim 2\%$ світла.

Аналізуючи модель внутрішньої квантової ефективності η_i (3.5), можна сказати, що вплив на спектральну чутливість в області довжин хвиль $\lambda < 800 \text{ нм}$ в основному обумовлений параметрами P_f , t , d , область $500 \text{ нм} < \lambda < 900 \text{ нм}$ здебільшого залежить від параметра P_b , довгохвильова частина якої визначається параметрами h та R_{back} [85].

Параметр P_f характеризує наскільки ефективно носії, що згенеровані поблизу межі розділу доходять до p - n переходу замість того щоб рекомбінувати. В основному даний параметр обумовлений поверхневими станами D_{it} , фіксованими зарядами Q_f в оксиді, якістю пасивації поверхні (термооксид, Al_2O_3 , SiN та ін.).

Загалом, параметр P_f обмежується швидкостями поверхневої рекомбінації S_n , S_p та величиною електричного поля на межі розділу. Чим вища швидкість рекомбінації, тим нижче значення P_f .

Параметр P_b – коефіцієнт збирання в об'ємі кристала. Даний параметр відображає ймовірність того, що носії заряду, згенеровані в об'ємі Si, будуть зібрані p - n переходом та здебільшого обумовлений дифузійною довжиною носіїв L , часом життя τ в об'ємі, глибиною поглинання фотонів $1/\alpha$, розподілом електричного поля в області просторового заряду W .

Для досягнення граничної чутливості доцільно використовувати низьковольтні режими та матеріали з максимально можливим часом життя носіїв та мінімальною щільністю дефектів. Для задач, що вимагають високої швидкодії, необхідне застосування високоомного кремнію у поєднанні з високою напругою зміщення. Для надвисокої швидкодії переважним є мінімальний час життя носіїв, для якого наявність дефектів є бажаним для швидкої рекомбінації.

3.2 Моделювання технологічних операцій виготовлення кремнієвого фотодіода

Моделювання операцій термічного окиснення та дифузії для розробленого кремнієвого p - n фотодіода (рис.3.7) виконувалось в програмному середовищі Sentaurus TCAD для дослідження впливу параметрів технологічного процесу на отримання оптимальних значень легування структури та з метою оцінки глибини залягання p - n переходу і 2-D розподілу просторового градієнта домішок.

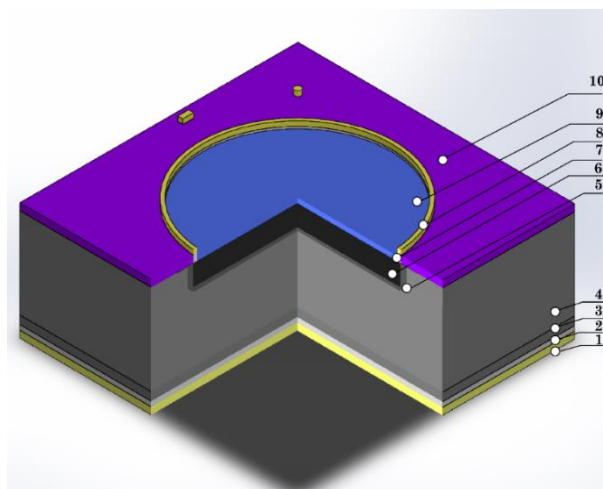


Рисунок 3.7 – Схематичний переріз розробленої структури що досліджується: 1 – омічний Ni контакт тильної сторони, 2 – омічний Cr контакт, 3 – високолегований n^+ -шар, 4 – Si <111> підкладка, 5 – область просторового заряду, 6 – фоточутливий p^+ -шар, 7 – омічний Cr контакт, 8 – омічний Ni контакт фоточутливого елемента, 9 – AR-оксид, 10 – пасивуючий оксид

Задля цілей оптимізації обчислювальних потужностей, було використано блок функцій ПЗ «Geometry Transformations», що підтримує наступні геометричні трансформації: віддзеркалення, розтягування, вирізання, обертання, паралельне перенесення та перевертання [86], [87]. Як результат, було обрано елементарну комірку симетрії, за допомогою якої є можливим відтворення всієї структури у реальному масштабі для подальшого аналізу. Для модулювання 2-D перерізу була обрана область фотошаблону шириною в 10 мкм, що захоплює край чутливої p^+ -області та периферії.

В якості параметра керування часовим кроком термічних операцій «Diffuse MinGrowthStep» було обрано значення 0,01 хвилини. Дана команда встановлює мінімально допустимий часовий крок для процесів росту (наприклад, окиснення чи епітаксії). Вона слугує чисельним запобіжником, який не дозволяє симуляції «зависнути» через надмірне дроблення кроку Δt у разі виникнення проблем зі збіжністю системи диференціальних рівнянь.

Максимальним часовим кроком «Diffuse MaxGrowthStep» було обрано 2,0 хвилини. Ця команда обмежує максимальний часовий крок під час росту. Це гарантує

високу точність та часову роздільну здатність, змушуючи симулятор частіше переобчислювати стан системи, навіть якщо процес фізично стабільний. Це важливо для коректного врахування перехідних процесів.

Параметр керування адаптацією сітки оксиду «Oxide Grid perp.add.dist» було встановлено на значення $1e-7$ мікрметра, тобто 0,1 нм або 1 ангстрем. Цей параметр контролює щільність сітки в оксиді. Він інструктує симулятор автоматично додавати новий шар вузлів сітки перпендикулярно до межі поділу Si/SiO₂ щоразу, як фронт оксиду просувається на 0,1 нм. Таке надзвичайно щільне згущення є критично важливим для точного моделювання фізики на межі поділу двох матеріалів: кінетики окиснення, механічних напружень та сегрегації домішок.

Для області легування параметром керування адаптацією сітки було обрано `refinebox Silicon refine.fields={NetActive}; max.asinhdiff={NetActive=0,5}; refine.min.edge={0,002 0,002}; refine.max.edge={0,15 0,15}`. Це комплексна команда, що задає правило адаптивного згущення сітки всередині матеріалу Silicon111. На відміну від параметру «perp.add.dist», що діє лише на рухомій межі, ця команда аналізує внутрішні властивості матеріалу.

Параметр «refine.fields» вказує симулятору, яку фізичну величину необхідно відстежувати для згущення сітки обчислень. В даному випадку заданим значенням є «NetActive», що означає сумарну активну концентрацію домішок ($N_D^+ - N_A^-$). Сітка буде згущуватися або розріджуватися залежно від того, як змінюється ця величина у просторі.

Критерієм згущення «max.asinhdiff» було обрано {NetActive=0,5}. Він базується на функції гіперболічного арксинуса (asinh), яка використовується для коректної оцінки відносних змін величин, що охоплюють багато порядків, тому що концентрація домішок може змінюватись від 10^{14} до 10^{20} см⁻³.

Якщо asinh різниця сумарної активної концентрації між двома сусідніми вузлами сітки перевищує 0,5, ребро, що їх з'єднує, буде розділене (сітка згуститься). Це автоматично забезпечує високу щільність сітки в областях з різкими градієнтами

легування, насамперед – у p - n переходах, що є критично важливим для точного моделювання електричних полів та зон збіднення.

Мінімальною допустимою довжиною ребра «refine.min.edge» було обрано 0,002 мкм для X та Y напрямків, а максимальною «refine.max.edge» – 0,15 мкм. Дані параметри були обрані аналітично-емпіричним шляхом як оптимальні по критерію (точність/затрати на обчислення) в результаті симуляції структури на певній комп'ютерній архітектурі з тактовою частотою $\sim 5,1$ ГГц в операційній системі Linux.

Параметром керування моделлю дифузії «Silicon Dopant DiffModel» було обрано ChargedReact. Вибір моделі «ChargedReact» є обчислювально витратним, оскільки симулятор розв'язує систему зв'язаних рівнянь неперервності не лише для домішок, але й для вакансій та міжвузлових атомів у всіх їхніх зарядових станах. Реакції взаємодії представлені як:

$$\left\{ \begin{array}{l} A^z + I^i \leftrightarrow AI^{(z+j)} - (i-j)e, \\ A^z + V^i \leftrightarrow AV^{(z+j)} - (i-j)e, \\ I^i + V^i \leftrightarrow -(i+j)e, \\ AI^{(z+i)} + V^i \leftrightarrow A^z - (i+j)e, \\ AV^{(z+i)} + I^j \leftrightarrow A^z - (i+j)e, \end{array} \right. \quad (3.16)$$

де A^z – нерухомий атом домішки у вузлі кристалічної ґратки що має заряд z ;

I^j – рухомий міжвузловий атом кремнію що має заряд j ;

V^j – рухома вакансія (відсутній атом Si) у ґратці що має заряд j ;

$AI^{(z+j)}$ – рухомий комплекс, що складається з атома домішки та міжвузлового атома;

$AV^{(z+j)}$ – рухомий комплекс (пара), що складається з атома домішки та вакансії;

e – електрон для балансування заряду.

Дані реакції взаємодії можуть бути розв'язані за допомогою системи диференціальних рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial C_A}{\partial t} = -R_{AI} - R_{AV} + R_{AI,V} + R_{AV,I} - R_A^{clus}, \\ \frac{\partial C_{AI}}{\partial t} = -\nabla \times J_{AI} + R_{AI} - R_{AI,V} - R_A^{clus}, \\ \frac{\partial C_{AV}}{\partial t} = -\nabla \times J_{AV} + R_{AV} - R_{AI,I} - R_{AV}^{clus}, \\ \frac{\partial C_I}{\partial t} = -\nabla \times J_I - R_{IV} - R_{AI} - R_{AI,V} - R_I^{clus}, \\ \frac{\partial C_V}{\partial t} = -\nabla \times J_V - R_{IV} - R_{AV} - R_{AI,V} - R_V^{clus}, \end{array} \right. , \quad (3.17)$$

де C_A – нерухома домішка заміщення (у вузлі ґратки);

C_{AI} – рухомий комплекс «домішка-міжвузловий атом»;

C_{AV} – рухомий комплекс «домішка-вакансія»;

C_I – рухомий міжвузловий атом (власний дефект ґратки);

C_V – рухома вакансія (власний дефект ґратки).

Дана система рівнянь є математичним ядром моделі ChargedReact, її розв'язок забезпечує точне моделювання динаміки дефектів і домішок у часі та просторі.

Для розробки етапів технологічного процесу використовувався монокристалічний кремній n -типу, товщиною 330 мкм, кристалографічної орієнтації [111] та питомим опором $\rho \approx 500$ Ом·см, що відповідає концентрації донорів $N_D \approx 7,7 \cdot 10^{11}$ см⁻³.

Моделювання першої стадії термічного окислення проводилося за температури процесу $T = 1150$ °С та тривалістю $t = 60$ хвилин. В якості атмосфери було задано суміш хлороводню HCl та вологого кисню wet O₂. Враховуючи, що $2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O$, значення парціальних часток компонентів склали: кисню $\chi_{O_2} = 42,86$ %, водню $\chi_{H_2} = 28,57$ %, хлороводню $\chi_{HCl} = 28,57$ %.

Друга стадія окислення проводилося за температури процесу $T = 1150$ °С тривалістю $t = 10$ хвилин. В якості атмосфери було задано потік сухого кисню dry O₂. Результати моделювання технологічних операцій зображено на рисунку 3.8.

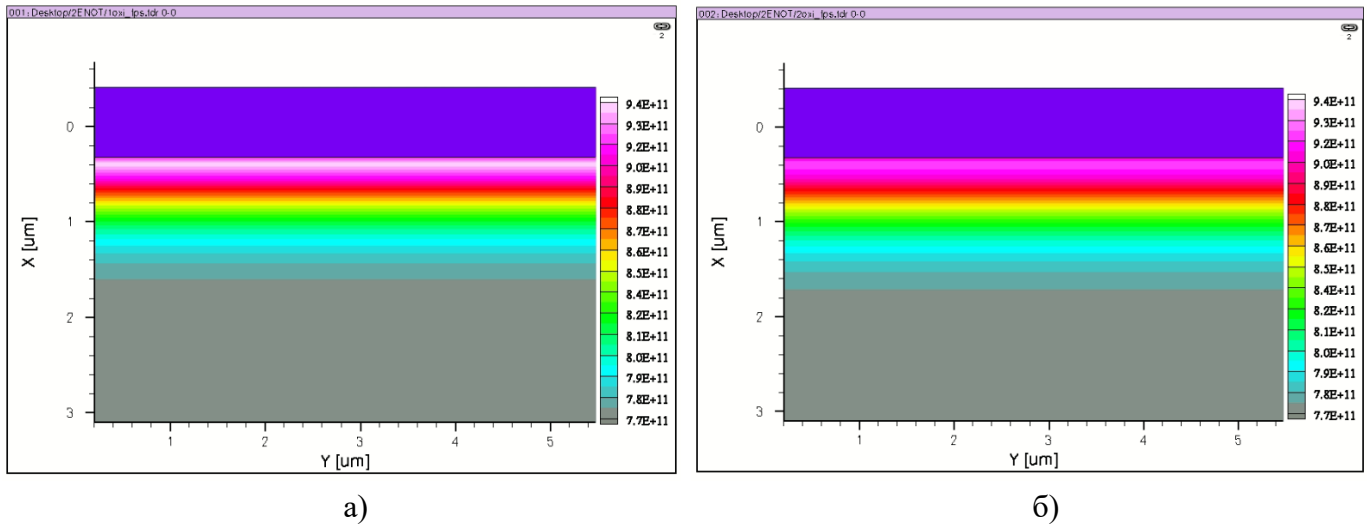


Рисунок 3.8 – Розподіл повної концентрації домішки фосфору: а) після першої термічної операції окислення, б) після другої термічної операції окислення

Третя стадія термічного окиснення була задана у симуляторі як етап контрольованого охолодження. Було визначено лінійний спад температури від $T_{process} = 1150\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $T_{unload} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ із загальною тривалістю $t = 12$ годин. В якості навколишнього середовища було встановлено 100% інертну атмосферу N_2 , що виключало будь-які подальші реакції окислення в моделі (рис.3.9).

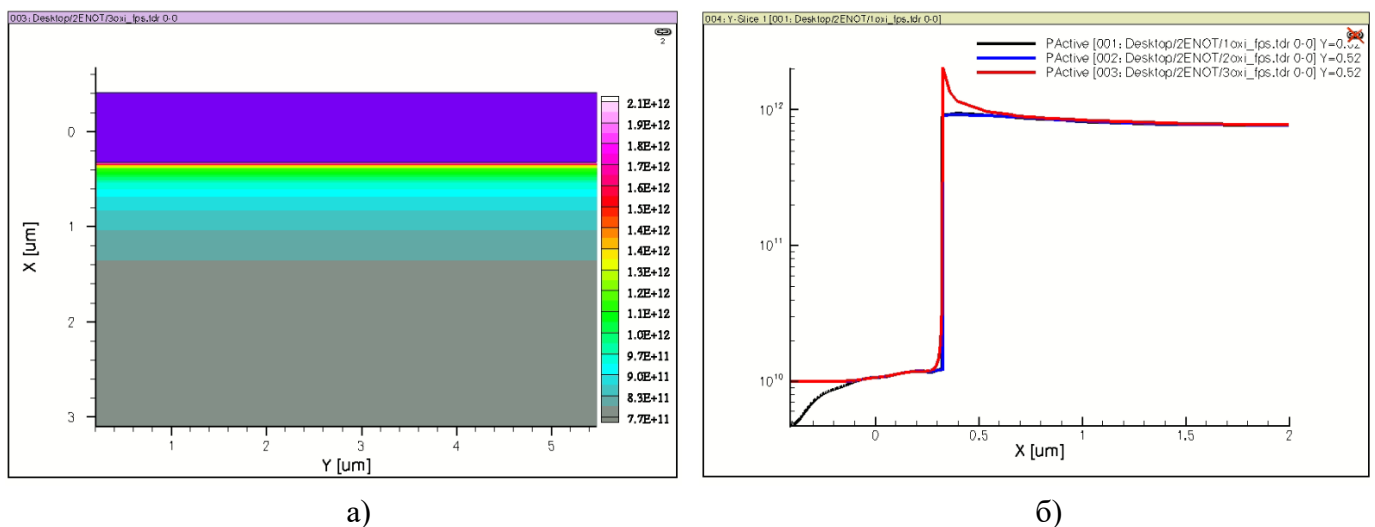


Рисунок 3.9 – Розподіл повної концентрації домішки фосфору: а) після третьої термічної операції окислення, б) результуючий 1-D профіль розподілу всіх етапів

Далі проводилось модулювання двостадійної дифузії бору з планарного твердотільного джерела, що було попередньо сформоване на поверхні для створення фоточутливої p^+ -області. В якості джерела дифузанта використовувався шар борсилікатного скла BSG товщиною 100 нм з концентрацією атомів бору, що була задана як $N_A = 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Загонка домішки проводилась при $T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ тривалістю $t = 30 \text{ хв}$. Процес здійснювався в інертному середовищі азоту N_2 . З точки зору моделювання фізичних ефектів, цей крок вимагає врахування окислювально-підсиленої дифузії ОПД, оскільки ріст оксиду генерує надлишкові міжвузлові атоми кремнію, які прискорюють дифузію бору [88]. Одночасно, через низький коефіцієнт сегрегації $m < 1$, домішка буде виштовхуватись з оксиду, що призведе до її накопичення у кремнії безпосередньо на межі поділу двох матеріалів.

Подальша розгонка є ключовою двоцільовою операцією: це швидка $t = 5 \text{ хв}$ високотемпературна розгонка домішки при температурі $T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$, яка суміщена з процесом термічного окислення. Використання високої температури різко збільшує кінетику обох процесів. Це дозволяє досягти помітного перерозподілу p^+ -домішки вглиб підкладки та одночасно сформувати тонкий шар діоксиду кремнію SiO_2 , незважаючи на коротку тривалість. Технологічна операція проводиться в середовищі сухого кисню dry O_2 та хлорводню HCl .

Друга фаза дифузійної розгонки атомів бору, що суміщена з процесом термічного окислення проводилась при температурі $T = 1150 \text{ }^\circ\text{C}$ протягом $t = 10 \text{ хвилин}$. Дані умови забезпечують високу рухливість домішки, сприяючи її подальшому перерозподілу вглиб підкладки та формуванню p - n переходу з необхідною глибиною та профілем легування. Одночасно, атмосфера сухого кисню dry O_2 використовується для нарощування щільного та якісного шару діоксиду кремнію SiO_2 , що виступає в якості антивідбивного покриття.

Заключним етапом дифузії бору є процес довготривалого контрольованого охолодження, його основною метою є стабілізація структури та зняття термічних напружень. Процес проводиться в атмосфері азоту N_2 , що повністю блокує будь-яке подальше неконтрольоване окислення поверхні кремнію під час процесу охолодження.

Результати моделювання та профілі домішок зображені на рисунку 3.10. Вертикальна компонента дифузії X_j : домішка проникла глибоко в підкладку, досягаючи максимальної глибини p - n переходу приблизно $X_j \approx 4$ мкм у стравленій частині вікна. Латеральна компонента дифузії (Y_j): процес має ізотропний характер, внаслідок чого домішка поширюється не лише вглиб, але й горизонтально під край пасивуючого оксиду. Ця бокова дифузія простягається латерально на відстань понад 2 мкм (від $Y = 5$ мкм до $Y \approx 7,5$ мкм).

Форма та концентрація домішки, що проникла вбік під оксид впливає на значення напруги пробою, ємності переходу, загального об'єму області просторового заряду ОПЗ, що визначає ефективну площу та ефективність профілю збору носіїв, що визначає значення ампер-ватної чутливості в УФ та видимому спектральних діапазонах.

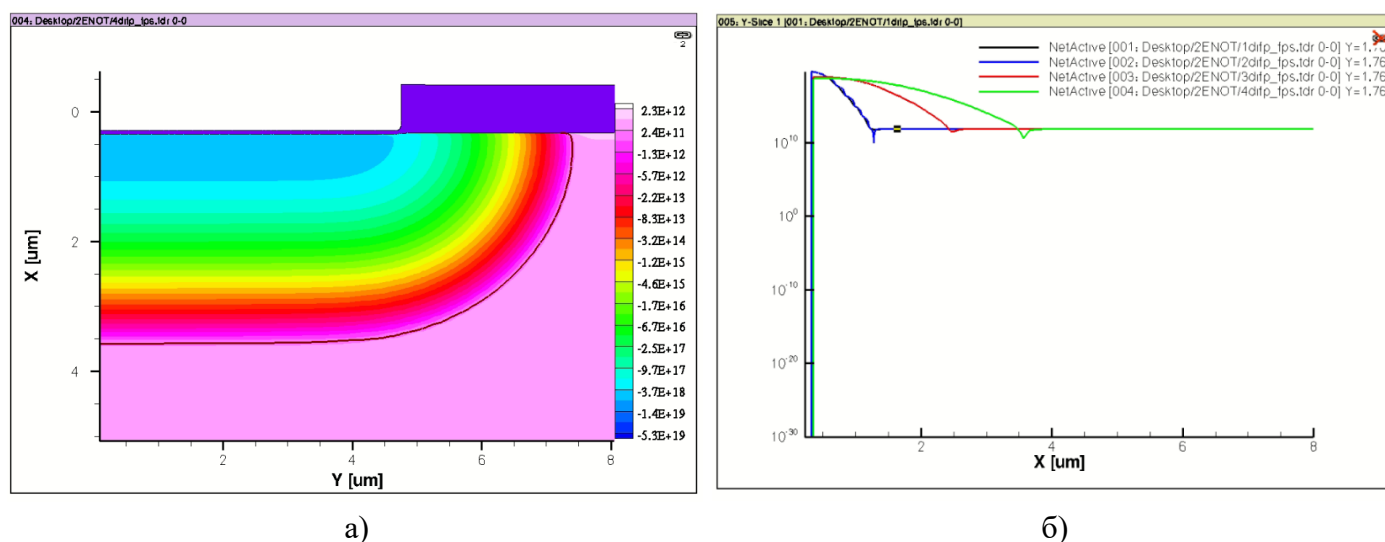


Рисунок 3.10 – Розподіл повної концентрації домішки бору у поперечному перерізі структури: а) після етапів термічної дифузії б) результуючий 1-D профіль розподілу

Процес дифузії бору, особливо коли він суміщений з термічним окисленням, нерозривно пов'язаний з явищем сегрегації на рухомій межі поділу Si/SiO₂. Для бору коефіцієнт сегрегації $m = C_{Si}/C_{SiO_2}$ значно перевищує одиницю, що вказує на його низьку розчинність у діоксиді кремнію на відміну від коефіцієнту сегрегації фосфору. Це призводить до того, що під час росту оксиду атоми домішки виштовхуються з шару SiO₂ назад у кремній.

Коли швидкість цього виштовхування перевищує швидкість дифузії вглиб підкладки, виникає ефект накопичення, що чітко візуалізовано на одновимірному графіку (рис.3.11б), де спостерігається характерний пік концентрації ($>10^{19}$ см⁻³) безпосередньо на межі Si/SiO₂ ($X \approx 0,325$ мкм). Водночас дифузія, що відбувається у вікні, обмеженому пасивуючим оксидом (як показано на 2D-профілі при $Y \approx 5,0$ мкм), має ізотропний характер, ефективно визначаючи реальну горизонтальну довжину p - n переходу.

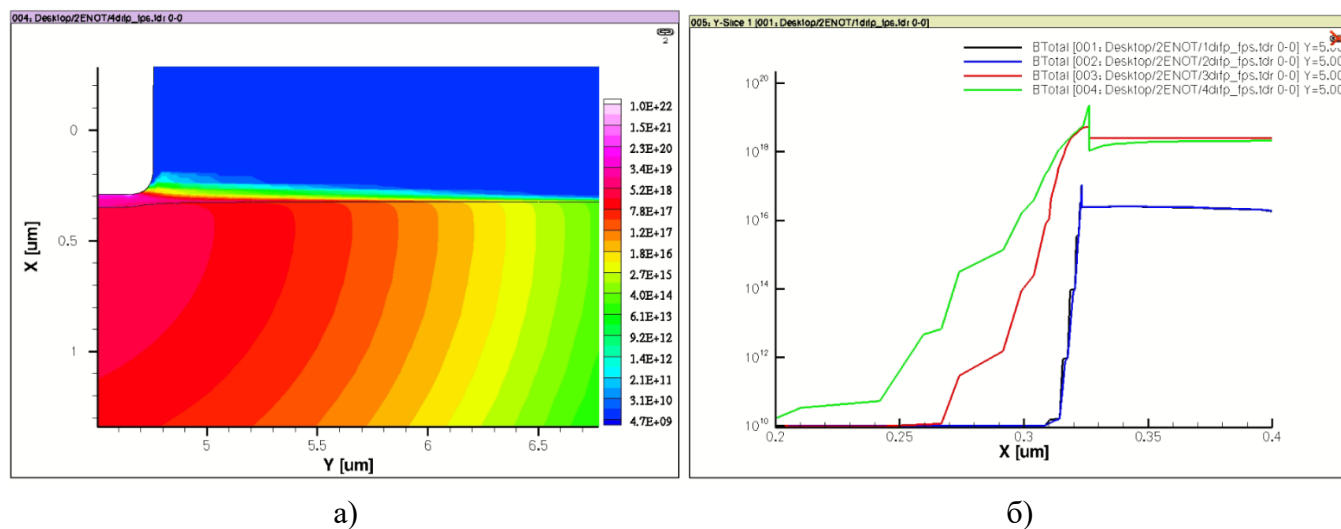


Рисунок 3.11 – Розподілу повної концентрації домішки бору на межі поділу Si/SiO₂: а) після термічної дифузії б) результуючий 1-D профіль розподілу

Завершальним етапом термічної дифузії є формування високолегованої n^+ -області для створення омичного контакту на зворотній стороні пластини. Дифузія фосфору

проводилась із планарного твердотілого джерела, що представляла собою шар фосфорсилікатного скла PSG з концентрацією донорів $N_D = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ та товщиною 100 нм.

Процес проводився при $T = 980^\circ\text{C}$ протягом $t = 60$ хв у інертній атмосфері N_2 , що унеможливило паралельне окислення поверхні та виключає пов'язані з ним ефекти, такі як окислювально-підсилена дифузія OED та сегрегація на рухомій межі Si/SiO_2 .

Заданий параметр $N_D = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ виступає в якості граничної умови, визначаючи поверхневу концентрацію домішки, що підтримується на межі з дифузійним джерелом протягом усього процесу. Результати формування n^+ -легованої області зображено на рисунку 3.12.

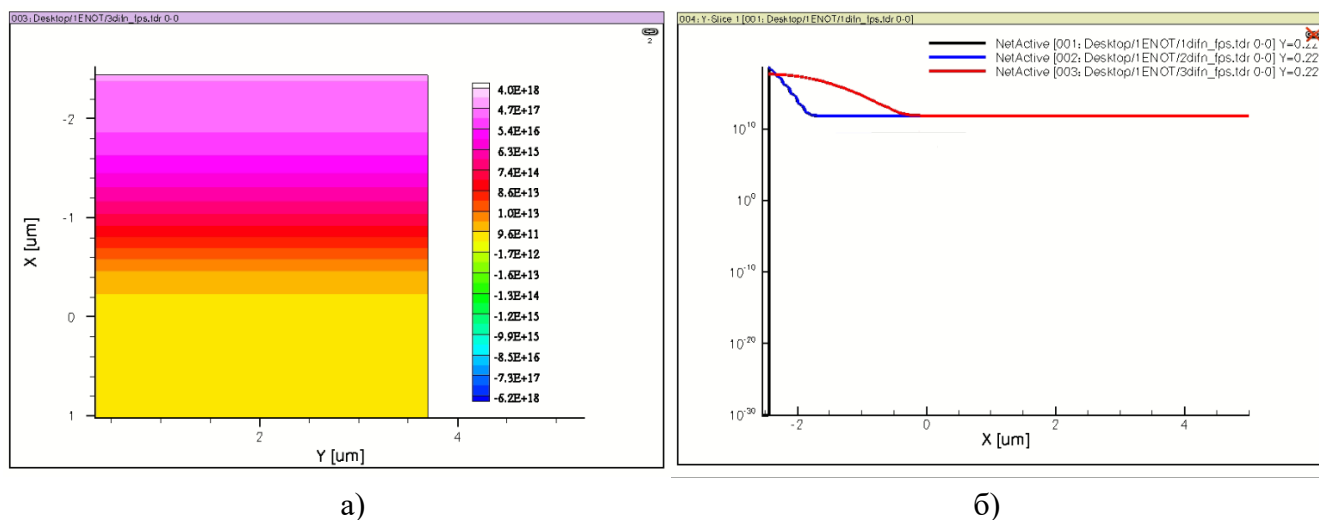


Рисунок 3.12 – Розподіл повної концентрації домішки фосфору у поперечному перерізі структури: а) після термічної дифузії б) результуючий 1-D профіль розподілу

Враховуючи отримані параметри обрахунку сітки параметрів (рис.3.12а), засобами 3-D моделювання було відтворено схематичний вигляд фотоструктури для подальшого аналізу (рис.3.12б), співвідношення товщин шарів змінені для більшої наочності елементів та градієнтів легування фоточутливої структури.

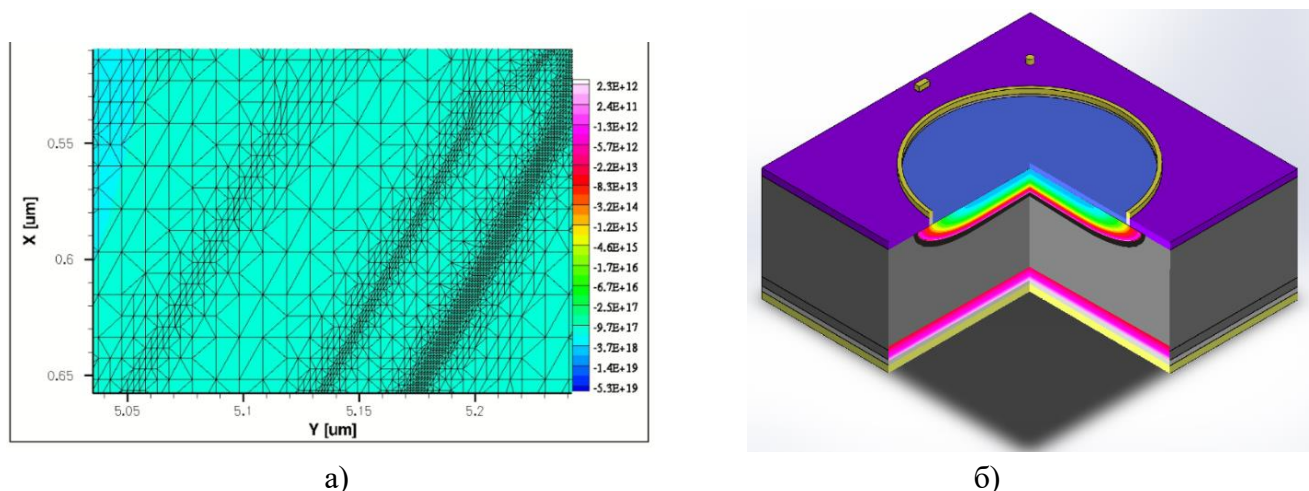


Рисунок 3.13 – Результати модулювання: а) візуалізація кроку обчислення б) схематичне зображення розробленої кремнієвої p - n фотоструктури

3.3 Моделювання оптичних параметрів смугового інтерференційного фільтра

Як показано на рис. 3.14, класичний оптичний фільтр складається зі стека шарів товщиною d_i та показниками заломлення N_i між середовищем падіння та вихідним середовищем з показниками заломлення N_{inc} та N_{ex} відповідно. Для реалізації поставлених задач моделювання було застосовано функціональні можливості системи ПЗ «OpenFilters», що обчислює властивості фільтра, використовуючи метод характеристичної матриці, розроблений Абелесом.

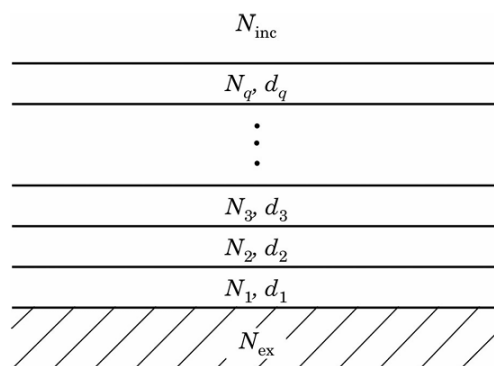


Рис. 3.14 – Структура багатошарового інтерференційного фільтра

У цьому даному підході існують дві основні задачі оптики тонких плівок. Перша задача полягає у розрахунку інтенсивностей відбитого, пропущеного та поглинутого світла, а також у визначенні зміни фази при різних довжинах хвиль, кутах падіння та станах поляризації для заданої багатошарової системи з відомими товщинами та оптичними константами шарів.

Друга задача потребує підбору параметрів багатошарової системи з наявних матеріалів з відомими оптичними характеристиками, щоб досягти заданих значень відбиття, пропускання, поглинання та зміни фази у певній області довжин хвиль і кутів падіння, тобто вирішення оберненої задачі.

Розробимо структуру, що складається з 23 шарів та виконана на основі чергування шарів Si/SiO зі стековою формулою HLHLN4LHLHLHLHL4LHLHLN, де Н – шар Si, а L – шар SiO [89]. Конструкція є чвертьхвильовим стеком з оптичною товщиною шару $\lambda_{ref}/4$. З урахуванням спектральної залежності показників заломлення шарів [35], при цільовій довжині хвилі $\lambda_{ref} = 940$ нм нм профіль показника заломлення та оптична товщина шарів будуть наступними:

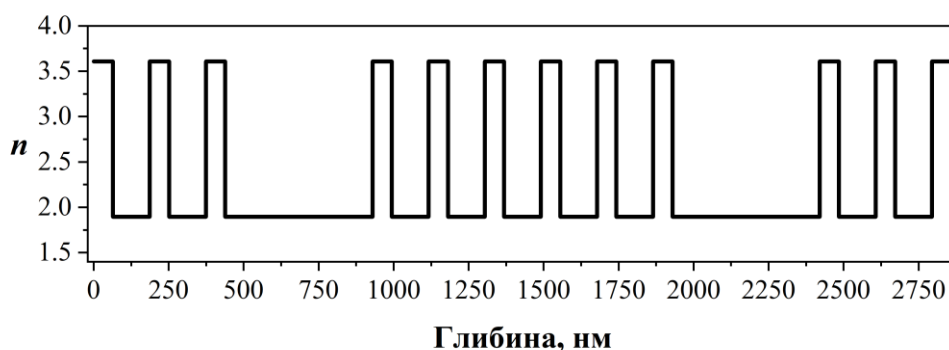


Рисунок 3.15 – Профіль показника заломлення та оптичної товщини досліджуваної структури при опорній довжині хвилі λ_c

Основними величинами в оптиці тонких плівок є вектори напруженостей електричного $E(z)$ та магнітного $H(z)$ полів. Їх визначають із рівнянь Максвелла при

заданих граничних та початкових умовах. Однак, найбільш використовуваним та зручним для вирішення даної задачі є матричний спосіб представлення, де i -й шар можна подати як:

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos \varphi_i & (i/\eta_i) \sin \varphi_i \\ i\eta_i \sin \varphi_i & \cos \varphi_i \end{bmatrix}, \quad (3.18)$$

$$\eta_i = \begin{cases} N_i \cos \theta_i & \text{s polarization} \\ N_i / \cos \theta_i & \text{p polarization} \end{cases}, \quad (3.19)$$

$$\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} N_i d_i \cos \theta_i. \quad (3.20)$$

Опис всієї структури можна реалізувати за допомогою характеристичної матриці:

$$M = \prod_{i=q}^1 M_i = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}, \quad (3.21)$$

де q – кількість шарів.

Коефіцієнти амплітудного відбиття та пропускання багатошарової системи:

$$r = \frac{\eta_0 m_{11} - \eta_l m_{22} + \eta_0 \eta_l m_{12} - m_{21}}{\eta_0 m_{11} + \eta_l m_{22} + \eta_0 \eta_l m_{12} + m_{21}}, \quad (3.22)$$

$$t = \frac{2\eta_0}{\eta_0 m_{11} + \eta_l m_{22} + \eta_0 \eta_l m_{12} + m_{21}}, \quad (3.23)$$

де η_0 та η_l – псевдо індекси падіння та вихідного середовища відповідно.

Відбиття та пропускання визначаються як:

$$R = rr^* = |r|^2, \quad (3.24)$$

$$T = \frac{\operatorname{Re} N_{ex}}{\operatorname{Re} N_{inc}} tt^* = \frac{\operatorname{Re} N_{ex}}{\operatorname{Re} N_{inc}} |t|^2, \quad (3.25)$$

При роботі з сигналом, що швидко змінюється, наприклад, із серією імпульсів, також необхідно знати дисперсійні властивості фільтра:

$$\phi_r = \arg r = \arctan \frac{\operatorname{Im} r}{\operatorname{Re} r}, \quad (3.26)$$

$$\phi_t = \arg t = \arctan \frac{\operatorname{Im} t}{\operatorname{Re} t}, \quad (3.27)$$

Де ϕ_t та ϕ_r — це кути, які утворюють r та t у комплексній площині.

Знаки чисельника та знаменника слід оцінювати окремо, а самі по собі фазові зсуви не дають багато інформації про поведінку фільтра. Затримка GD, що виникає при відбитті або проходженні імпульсу через фільтр, або деформація імпульсу з обмеженою смугою частот, спричинена залежністю GD від довжини хвилі є дисперсією групової затримки GDD і визначаються з фази як:

$$GD = -\frac{d\phi}{d\omega}, \quad (3.28)$$

$$GDD = -\frac{d^2\phi}{d\omega^2}, \quad (3.29)$$

де $\omega=2\pi c/\lambda$ – кутова частота.

Існують аналітичні формули для розрахунку GD і GDD, але неможливо обчислити їх аналітично безпосередньо з характеристичної матриці багатошарового фільтра. З цієї причини OpenFilters обчислює GD і GDD чисельно з спектра $|r|$ або $|t|$.

Оскільки еліпсометрія широко використовується для характеристики оптичних фільтрів, OpenFilters може генерувати еліпсометричний спектр фільтра. Еліпсометричні кути Ψ та Δ визначаються за допомогою:

$$\rho = \frac{-r_p}{r_s} = \tan \psi e^{i\Delta}, \quad (3.30)$$

де r_s та r_p – коефіцієнти амплітудного відбиття для s - та p -поляризованого світла.

Отже:

$$\psi = \arctan \frac{|r_p|}{|r_s|}, \quad (3.31)$$

$$\Delta = \arg(-r_p) - \arg(r_s). \quad (3.32)$$

До цього моменту було розглянуто випадок напівнескінченного вихідного середовища, що вимагає вирахування впливу зворотного боку підкладки. Оскільки довжина когерентності світла зазвичай менша за товщину підкладки, цей випадок слід розглядати інакше, ніж звичайний шар. Як показано на рис. 3.16, для вирішення цієї задачі можна просто додати множинні відбиття та пропускання, що відбуваються всередині підкладки.

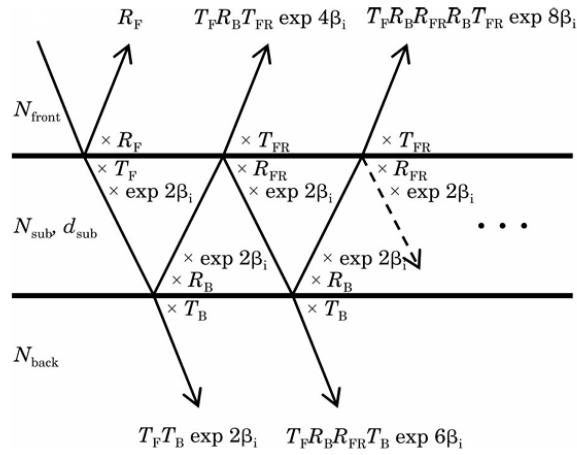


Рисунок 3.16 – Структура багат шарового інтерференційного фільтра з урахуванням зворотної сторони [90]

Вони утворюють геометричну прогресію, суми якої дорівнюють:

$$R = R_F + \frac{T_F T_{FR} R_B \exp 4\beta_i}{1 - R_{FR} R_B \exp \beta_i}, \quad (3.33)$$

$$T = \frac{T_F T_B \exp 2\beta_i}{1 - R_{FR} R_B \exp 4\beta_i}, \quad (3.34)$$

де R_F та T_F – відбиття та пропускання передньої сторони;

R_{FR} та T_{FR} – відбиття та пропускання передньої сторони у зворотному напрямку;

R_B та T_B – відбиття та пропускання зворотного боку:

$$\beta_i = \text{Im}\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{N_{sub}^2 - \alpha^2} d_{sub}\right). \quad (3.35)$$

де N_{sub} – показник заломлення підкладки;

d_{sub} – товщина підкладки.

Також слід зазначити, що, оскільки характеристичні матриці (3.27) є симетричними, добуток $\prod_{i=1}^q M_i$ можна отримати з $\prod_{i=q}^1 M_i$ просто шляхом взаємного обміну елементів по діагоналі. Розрахований спектр пропускання структури представлений на рисунку 3.17. Як видно з рисунку, пік на центральній довжині хвилі $\lambda_c = 940$ нм, характеризується значенням $T \approx 0,65$ та провалом зі значенням $\text{FWHM} \approx 9$ нм.

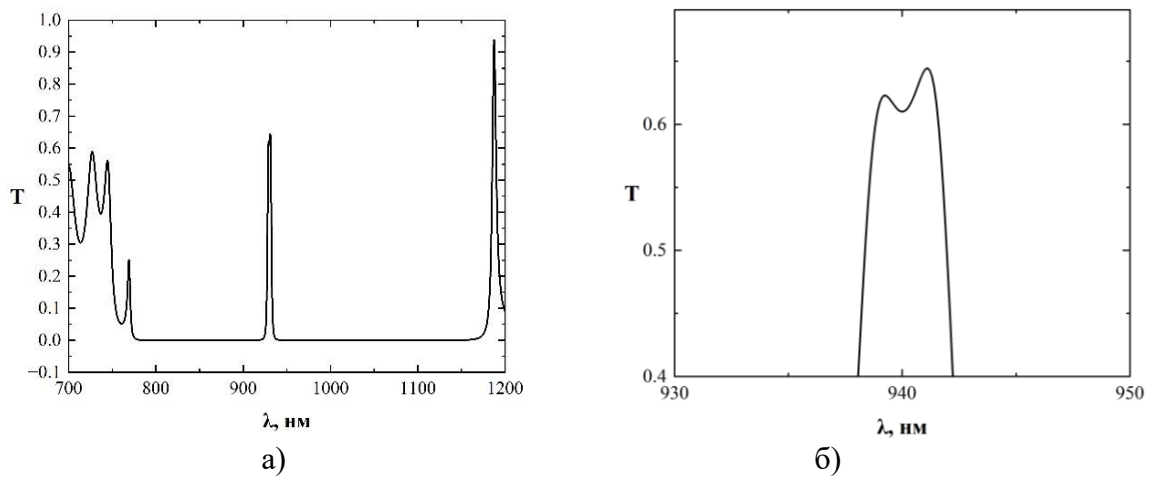


Рисунок 3.17 – Спектр пропускання промодельованого фільтра а) в спектральному діапазоні 700–1200 нм б) в околі центральної довжини хвилі λ_c

Для отримання цільових значень інтерференційної структури, скористаємось методами оптимізації. У випадку визначення цільового діапазону хвиль та значень пропускання ціль фактично повинна бути дискретизована і визначена для скінченної кількості довжин хвиль. Використовуючи ці цілі, можна визначити функцію якості (merit function, MF), що оцінює якість дизайну і яку метод оптимізації повинен мінімізувати:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{B_i - \bar{B}_i}{\Delta B_i} \right)^2, \quad (3.36)$$

де m – кількість цілей;

B_i – властивість, що цікавить;

B_i^- – цільове значення цієї властивості;

ΔB_i – допустиме відхилення для цієї властивості.

Оптимізація базується на алгоритмі Левенберга–Маркуардта. Властивості фільтра, що оптимізуються, подаються у вигляді вектора $a = [a_1, a_2, \dots]$. Даний алгоритм обчислює перші похідні функції якості відносно кожного параметра a_k і використовує ці похідні для визначення точки, у якій функція якості (MF) досягає мінімуму в області довірчого інтервала, центрованої навколо поточного значення a :

$$\frac{d\chi^2}{da_k} = 2 \sum_{i=1}^m \left[\frac{B_i - \bar{B}_i}{(\Delta B_i)^2} \frac{dB_i}{d\alpha_k} \right]. \quad (3.37)$$

Навіть після вдосконалення фільтр не завжди повністю відповідає специфікаціям. Іноді важко задати початковий дизайн. У таких випадках слід вдаватися до методів синтезу. Найпоширенішим методом синтезу є метод голки (needle method) [91].

Як показано на рисунку 3.18 метод полягає у додаванні тонких шарів у оптимальні позиції фільтра з наступним регулюванням їхньої товщини методом оптимізації. Шари додаються до тих пір, поки не буде знайдено задовільне рішення, або поки додавання нових шарів не покращує властивості фільтра.

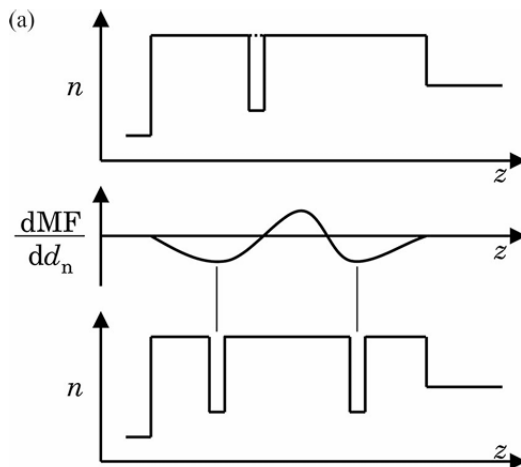


Рис. 3.18 – Схематичне зображення синтезу багатошарових фільтрів методом голки

Оптимальна позиція для додавання голок визначається шляхом обчислення похідної функції якості MFkr відносно товщини безмежно тонкого шару як функції позиції його додавання. Там, де похідна є від'ємною, додавання голки є вигідним. Зазвичай додають по одній голці одночасно у позиції, де похідна MF є максимально від'ємною

Додавання голки в j -му шарі, представленому матрицею M_j із товщиною, що відповідає фазовому зсуву ϕ_j , створює два підшари, представлені матрицями $M_{j,2}$ та $M_{j,1}$ із товщинами, що відповідають фазовим зсувам $\phi_{j,2}$ та $\phi_{j,1}$, таких що $\phi_j = \phi_{j,2} + \phi_{j,1}$. Ці два підшари розділені голкою, представлені матрицею M_n , так що повний шар описується як $M_j = M_{j,2} M_n M_{j,1}$, вплив додавання голки з показником заломлення N_n і безмежно малою товщиною d_n описується як:

$$\left. \frac{dM_j}{dd_n} \right|_{d_n=0} = M_{j,2} \left. \frac{dM_n}{dd_n} \right|_{d_n=0} M_{j,1}. \quad (3.38)$$

Для отримання цільової характеристики пропускання інтерференційного фільтра, визначимо наступні параметри а саме: значення FWHM = 10 нм, значення піку пропускання $T \approx 0,9$ з симетричною формою відносно центральної довжини хвилі $\lambda_c = 940$ нм.

Використовуючи оптичні властивості матеріалів інтерференційної багатошарової структури [92]–[98], методом оптимізації було визначено товщини, що необхідні для досягнення цільових параметрів характеристики пропускання T (табл.3.1), методом синтезу голки було додано шар SiO₂ для нівелювання провалу в піку характеристики (рис.3.20).

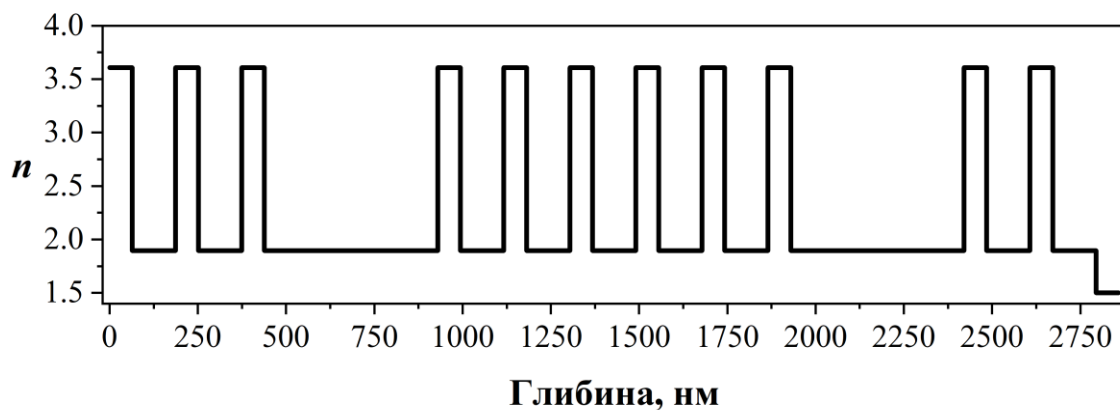


Рис. 3.19 – Профіль показника заломлення та оптичної товщини оптимізованого інтерференційного фільтра

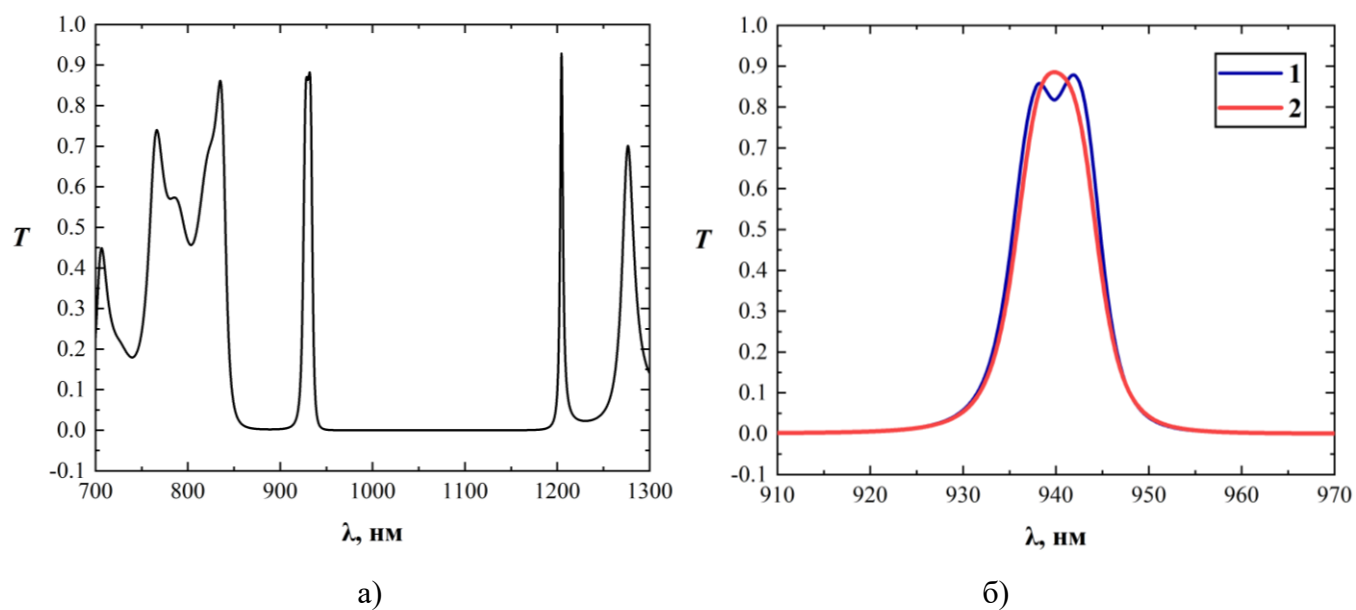


Рис. 3.20 – Спектри пропускання оптимізованого фільтру а) в діапазоні довжин хвиль 700–1300 нм б) в цільовому діапазоні з оптимізацією: 1) методом товщин шарів 2) методом голки [61]

Таблиця 3.1 – Товщина, оптична товщина та показник заломлення розробленої 23-шарової структури

Номер шару	Матеріал	Коефіцієнт заломлення	Оптична товщина
1	Si	3,6081	0,25
2	SiO	1,8952	0,25
3	Si	3,6081	0,25
4	SiO	1,8952	0,25
5	Si	3,6081	0,25
6	SiO	1,8952	1,00
7	Si	3,6081	0,25
8	SiO	1,8952	0,25
9	Si	3,6081	0,25
10	SiO	1,8952	0,25
11	Si	3,6081	0,25
12	SiO	1,8952	0,25
13	Si	3,6081	0,25
14	SiO	1,8952	0,25
15	Si	3,6081	0,25
16	SiO	1,8952	0,25
17	Si	3,6081	0,25
18	SiO	1,8952	1,00
19	Si	3,6081	0,25
20	SiO	1,8952	0,25
21	Si	3,6081	0,25
22	SiO	1,8952	0,25
23	SiO ₂	1,4685	0,15

Результатом оптимізації є 23-шарова структура, що складається з шарів Si, SiO та SiO₂ (рис.3.20). Як видно з результатів розрахунку (рис. 3.19, 3.20), спектральна характеристика отриманого інтерференційного фільтра демонструє відмінну відповідність цільовим параметрам. Розрахований пік пропускання становить $T_{max} \sim 0,88$ при $\lambda_c = 940$ нм, а FWHM дорівнює 10 нм (від ~ 935 до ~ 945 нм). Це підтверджує

високу точність та ефективність застосованого методу синтезу для даної задачі [61].

Дослідимо зміну спектру пропускання отриманого фільтра при заданій виробничій похибці з рівномірним розподілом:

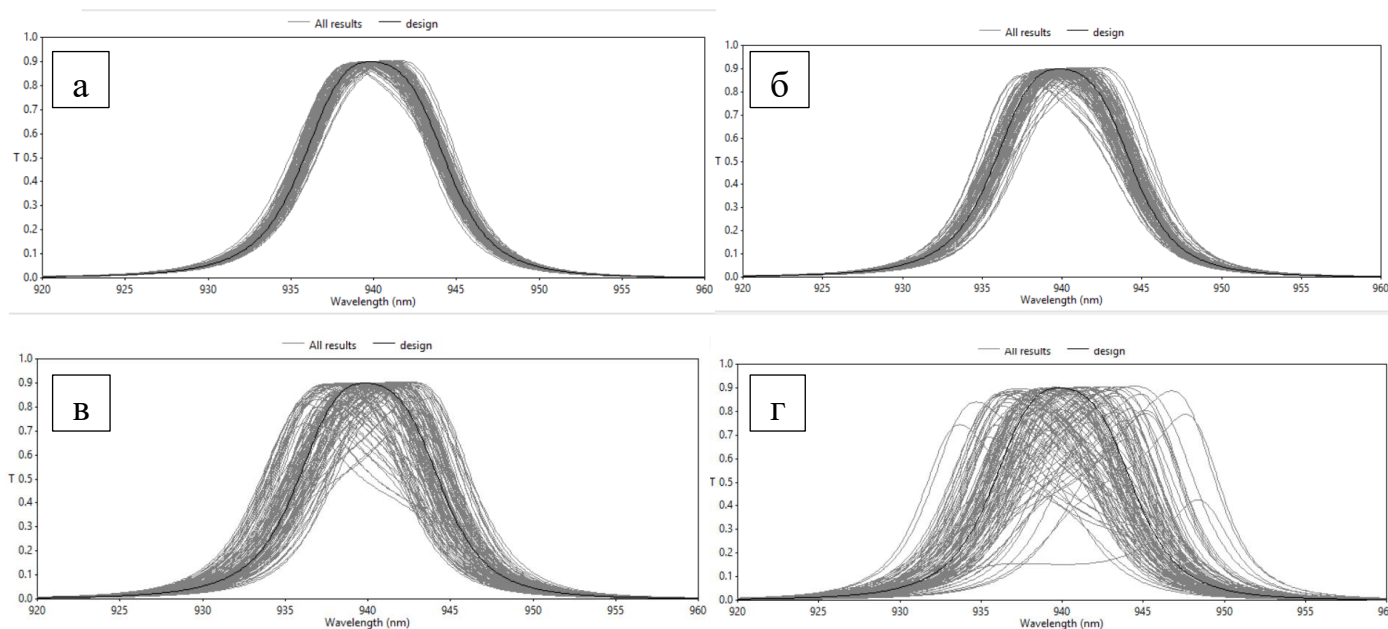


Рис. 3.21 – Моделювання невідповідності товщин шарів у межах заданого допуску: а) $\pm 0,5$ нм, б) ± 1 нм, в) ± 2 нм, г) ± 5 нм відповідно

Як видно з результатів розрахунку, виробнича похибка непередбачувано змінює спектр пропускання та виявляється у значному розкиді ключових параметрів. Зокрема, спостерігається суттєвий зсув центральної довжини хвилі λ_c пропускання, що виходить далеко за межі цільового значення 940 нм, сягаючи ~ 928 нм та ~ 948 нм. Одночасно, пікове пропускання T_{max} варіюється у широкому діапазоні від 0,4 до 0,9.

При мінімальній похибці в $\pm 0,5$ нм спектральні характеристики демонструють високу стабільність та дуже щільно групуються навколо ідеальної розрахункової кривої. Розкид у піковому пропусканні та положенні центральної довжини хвилі λ_c є незначним.

Збільшення похибки до ± 1 нм призводить до помітної дисперсії результатів. Хоча загальна форма смуги пропускання зберігається, спостерігається помітний розкид у

значеннях λ_c (в межах $\sim 938\text{--}942$ нм) та зниження пікового пропускання до $T \sim 0,8$.

Рівень похибки ± 2 нм демонструє критичну деградацію характеристик фільтра. Спостерігається значний зсув λ_c (у діапазоні $\sim 935\text{--}945$ нм) та, що більш важливо, суттєве падіння пікового пропускання (до значень $T \sim 0,4\text{--}0,5$). Форма смуги часто стає асиметричною.

При похибці в ± 5 нм спостерігається повна втрата функціональності фільтра. Спектральна характеристика стає хаотичною та непередбачуваною. Цільова смуга пропускання на 940 нм практично руйнується, а пікове пропускання в багатьох випадках падає нижче $T \sim 0,3$.

Користуючись (2.18–2.28) оцінимо вплив зміни центральної довжини хвилі $\Delta\lambda_c$ при виробничій похибці ± 2 нм на похибку визначення температури T :

Таблиця 3.2 – Похибки визначення температури для оптичних фільтрів зі зміною товщини в ± 2 нм

Температура		Зміна центральної довжини хвилі $\Delta\lambda_c$				
$T, ^\circ\text{C}$	T, K	$\Delta\lambda=+2$ нм	$\Delta\lambda=+8$ нм	$\Delta\lambda=-1$ нм	$\Delta\lambda=-4$ нм	$\Delta\lambda=-12$ нм
400 $^\circ\text{C}$	673 K	+1,7 $^\circ\text{C}$	+5,8 $^\circ\text{C}$	-0,7 $^\circ\text{C}$	-2,4 $^\circ\text{C}$	-8,7 $^\circ\text{C}$
500 $^\circ\text{C}$	773 K	+1,8 $^\circ\text{C}$	+6,6 $^\circ\text{C}$	-0,8 $^\circ\text{C}$	-2,7 $^\circ\text{C}$	-10,0 $^\circ\text{C}$
600 $^\circ\text{C}$	873 K	+1,9 $^\circ\text{C}$	+7,5 $^\circ\text{C}$	-0,9 $^\circ\text{C}$	-2,9 $^\circ\text{C}$	-11,3 $^\circ\text{C}$
700 $^\circ\text{C}$	973 K	+2,0 $^\circ\text{C}$	+8,4 $^\circ\text{C}$	-1,0 $^\circ\text{C}$	-3,1 $^\circ\text{C}$	-12,5 $^\circ\text{C}$
800 $^\circ\text{C}$	1073 K	+2,2 $^\circ\text{C}$	+9,2 $^\circ\text{C}$	-1,2 $^\circ\text{C}$	-3,3 $^\circ\text{C}$	-13,8 $^\circ\text{C}$
900 $^\circ\text{C}$	1173 K	+2,3 $^\circ\text{C}$	+10,1 $^\circ\text{C}$	-1,3 $^\circ\text{C}$	-3,5 $^\circ\text{C}$	-15,1 $^\circ\text{C}$
1000 $^\circ\text{C}$	1273 K	+3,4 $^\circ\text{C}$	+10,9 $^\circ\text{C}$	-1,4 $^\circ\text{C}$	-3,7 $^\circ\text{C}$	-16,4 $^\circ\text{C}$

Залежність довжини хвилі λ від кута падіння зручно використовувати для точного узгодження положення λ_c з потрібним значенням. Однак слід пам'ятати, що фільтр доцільно нахилити лише до моменту помітного погіршення характеристик, тобто збільшення FWHM та зменшення пропускання T (рис.3.24) [61].

При нахилі фільтра спектральна характеристика пропускання зміщується в короткохвильову область. Швидкість зміщення довжини хвилі визначається

ефективним показником заломлення n_e , який є проміжним між матеріалами з високим та низьким показниками заломлення тонкоплівкової структури, і може бути представлений як:

$$n_e = n_L \left[\frac{m - (m-1)(n_L / n_H)}{m - m(n_L / n_H) + (n_L / n_H)^2} \right]^{1/2}, \quad (3.39)$$

$$n_e = n_H \left[\frac{m - (m-1)(n_L / n_H)}{(m-1) - (m-1)(n_L / n_H) + (n_H / n_L)^2} \right]^{1/2}. \quad (3.40)$$

При падінні під кутом заломлення для s -поляризації показник заломлення визначається як $n_s = n \cos\theta$, а для p -поляризації, як $n_p = n / \cos\theta$.

Таким чином, центральні довжини хвиль для s - та p -поляризованого світла будуть розділятися зі збільшенням кута падіння. Продемолюємо нахил інтерференційного фільтра та зміну кривої пропускання T .

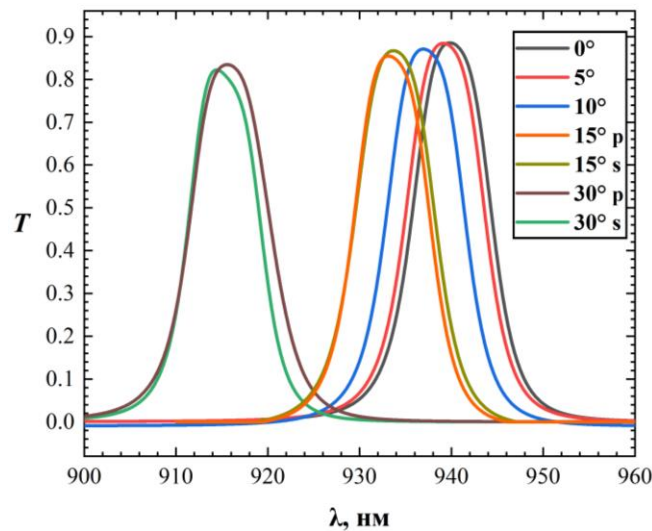


Рис. 3.22 – Залежність смуги пропускання розробленого вузькосмугового фільтра від кута нахилу [61]

За великих кутів падіння світло, що проходить через фільтр, стає залежним від поляризації. Це може призвести до зміни загальної характеристики фільтрації та зниження ефективності фільтра, якщо система не враховує поляризаційні ефекти.

Температурна залежність показників заломлення матеріалів фільтра має лінійний характер. Тому зміщення центральної довжини хвилі є оборотним при охолодженні і передбачуваним завдяки лінійній зміні показників заломлення матеріалів, що використовуються у конструкції фільтра. У вузькосмугових фільтрах значні зміщення можуть викликатися тепловим випромінюванням, що падає на фільтр. Крім того, різке підвищення температури під час термічної обробки може спричинити розшарування плівки через накопичення внутрішніх напружень у шарах. Тому визначення оптимального температурного режиму є важливим для забезпечення відтворюваних характеристик і надійної довгострокової роботи фільтра.

3.4 Джерело випромінювання рефлектометра

Для реалізації каналу рефлектометра необхідно мати висококолімований оптичний промінь в вузькому спектральному діапазоні з можливістю швидкої (10–30 кГц) модуляції рівня оптичної потужності. Колімоване випромінювання отримується за допомогою оптичної схеми, що зображена на рисунку 3.23, яка забезпечує мінімальний кут розходження оптичних променів [41].

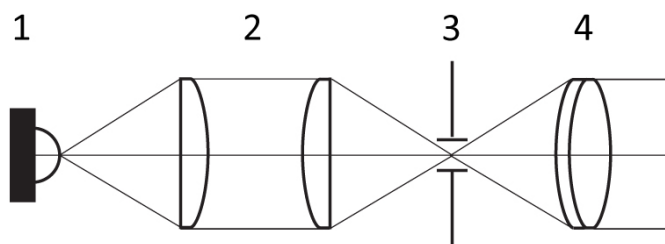


Рисунок 3.23 – Схема колімації випромінювання 1 – джерело світла (світлодіод), 2 – конденсор I, 3 – діафрагма, 4 – конденсор II

Для даної оптичної схеми (рис.3.23) найбільш придатним джерелом оптичного випромінювання є світлодіод. Використання світлодіода дає змогу сформувати випромінюючу площадку необхідної площі та форми. Вибір довжини хвилі оптичного випромінювання світлодіоду рефлектометра визначається робочою довжиною хвилі самого пірометра і складає 940 нм. Враховуючи вид спектральної характеристики, її температурну залежність, спосіб стабілізації оптичної потужності, потужність світлодіоду, центральна довжина хвилі випромінювання для світлодіоду повинна складати 950 нм для його оптимального режиму роботи [61].

Діаметр променя джерела оптичного випромінювання визначається величиною діаметра кругової площини на фокусній відстані об'єктиву фотодетектора 1, яка сформована щілинною діафрагмою, що розташована перед фотодетектором. Враховуючи конструктивні особливості ростових реакторів, розміри їх оптичних портів, відстань від поверхні реактора до тримача підкладок, мінімальні значення вимірювальної температури підкладки, швидкість обертання, діаметр, можливий нахил та зміну кривизни підкладок та апертури об'єктиву для реактора, величина діаметру променя рефлектометра має бути рівною плямі вимірювання пірометра та складати від 3 до 6 мм [71].

До даних структур висуваються вимоги не лише до мінімізації енергоспоживання, але й до забезпечення високої оптичної вихідної потужності. З огляду на це, такі світлодіоди проектуються для роботи при робочих струмах порядку 1 А, а в імпульсному режимі ці значення можуть бути значно вищими. Однак, варто зауважити що наявність індію In дещо погіршує деградаційні властивості гетероструктури, Оскільки активна область на основі GaAs/AlGaAs здатна працювати при значно вищих густинах струму без ознак деградації структури, порівняно з AlGaInP [99].

<i>p</i>-шар вікна
<i>p</i>-обмежувальний шар
<i>p</i>-роздільний шар
активна область
<i>n</i>-роздільний шар
<i>n</i>-обмежувальний шар
РБВ / DBR
Підкладка <i>n</i>-типу

Рисунок 3.24 – Схематичне зображення типової світлодіодної структури високої яскравості [100]

Ключовим етапом виробництва є повне видалення поглинаючої ростової підкладки GaAs з теплопровідністю 46–55 Вт/м·К та її заміна на підкладку з високою теплопровідністю, наприклад, Si 385–400 Вт/м·К або AlN 170–200 Вт/м·К [100], що критично покращує відведення тепла при високих струмах.

Для максимізації виводу світла під активною областю формується високоефективний відбивач, що часто виконаний у вигляді гібридного дзеркала, що поєднує епітаксійні шари та шар золота. Крім того, фронтальна поверхня кристала піддається процесу текстурування за рахунок створення хаотичної поверхневої шорсткості (мікрорельєфу), що дозволяє мінімізувати ефекти повного внутрішнього відбиття та суттєво підвищити зовнішню квантову ефективність приладу [101].

Заміна підкладки на більш теплопровідну є одним із пасивних способів температурної стабілізації характеристик світлодіодної структури. Даний підхід стабілізує центральну довжину випромінювання на великих струмах та в імпульсі. Значення температурного коефіцієнта довжини хвилі для даних структур T_{CL} складають

+0,25—+0,30 нм/К, значення температурного коефіцієнта яскравості $T_{C\Phi}$ зазвичай становить $-0,5\%/K$, а температурний коефіцієнт напруги T_{CV} для структур AlGaAs становить $-1,5-2,0$ мВ/К [102].

Активні методи температурної стабілізації досягаються шляхом підтримання температури, що є вищою за температуру навколишнього середовища, однак даний метод призводить до пришвидшення деградації світлодіодної гетероструктури. Метод термостатування для підтримання бажаної температури, що є нижчою за температуру навколишнього середовища, хоч і не призводить до деградації, але забезпечує значне навантаження на живлення системи.

Важливим параметром, що змінюється при деградації, є потужність випромінювання P та зміна центральної довжини хвилі випромінювання. Величина оптичної потужності світлодіода з врахуванням втрат при колімації оптичної схеми та відбиттям поверхні R в заданому спектральному діапазоні визначається рівнем потужності пірометричного сигналу ϵ від нагрітої пластини в ростовому реакторі (рис 3.25) та втратами оптичного сигналу при формуванні колімованого променя певного діаметру. Величини цих потужностей повинні мати однакову розмірність та не виходити за межі динамічного діапазону системи реєстрації пірометра в усьому температурному діапазоні вимірювань.



Рисунок 3.25 – Сигнал з фотоприймального модуля оптоелектронної системи

Поімпульсна стабілізація за допомогою оптичного зворотнього зв'язку за миттєвим значенням потужності P є найбільш прийнятною в порівнянні з інтегральною оцінкою сигналу (вимірювання середньої потужності), що дозволяє уникнути втрати інформації про флуктуації сигналу. Оскільки світлодіод є струмовим приладом, система керування реалізована за схемою джерела струму з оптичним негативним зворотним зв'язком. Даний підхід забезпечує автоматичну компенсацію дрейфу оптичної потужності, викликаного температурними змінами та часовою деградацією квантової ефективності випромінювальної структури.

Для оцінки спектральної стабілізації скористаємось методом визначення ефективної довжини хвилі λ_{eff} . В якості інтегральної кривої скористаємось характеристикою пропускання розробленого вузькосмугового інтерференційного фільтра (рис.3.19б) та типовою характеристикою випромінювання AlGaAs/GaAs світлодіода.

Так, значення ефективної довжини хвилі λ_{eff} та похибки визначення потужності світлодіода ΔP та коефіцієнти похибки визначення температури T_K , що пов'язані з температурою як $\Delta T = T_K \cdot K$, $K = dI_s / d\lambda$ світлодіода, можуть бути представлені як:

Таблиця 3.3 – Похибки визначення оптичної потужності ΔP та температури ΔT при використанні смугових оптичних інтерференційних фільтрів при 20 °С

FWHM, нм	λ_{eff} , нм	ΔP , %	T_K
5	940,29	1,6	0,016
7	940,56	3,1	0,031
10	941,15	6,4	0,064
12	941,65	9,2	0,092
15	942,58	14,5	0,145

При флуктуації потужності джерела інфрачервоного випромінювання за сталого коефіцієнта відбиття поверхні R , похибка визначення температури при, наприклад енергетичній яскравості еквівалентній L_b при 600 °С, для різних значень FWHM оптичного фільтра становитиме:

Таблиця 3.4 – Похибки визначення температури ΔT для смугових оптичних інтерференційних фільтрів при 20 °С

FWHM, нм	5	7	10	12	15
ΔT , °С	0,79	1,53	3,15	4,53	7,15

Таблиця 3.5 – Похибки визначення оптичної потужності ΔP та температури ΔT для смугових оптичних інтерференційних фільтрів при 30 °С ($\Delta\lambda_c = +6\text{нм}$)

FWHM, нм	λ_{eff} , нм	ΔP , %	T_K
5	940,33	1,8	0,018
7	940,64	3,5	0,035
10	941,31	7,1	0,071
12	941,87	10,2	0,102
15	942,90	16,1	0,161

Таблиця 3.6 – Похибки визначення оптичної потужності ΔP та температури ΔT для смугових оптичних інтерференційних фільтрів при 40 °С ($\Delta\lambda_c = +3\text{нм}$)

FWHM, нм	λ_{eff} , нм	ΔP , %	T_K
5	940,38	2,0	0,020
7	940,73	3,9	0,039
10	941,50	8,0	0,080
12	942,14	11,5	0,115
15	943,29	17,9	0,179

Таблиця 3.7 – Похибки визначення оптичної потужності ΔP та температури ΔT для смугових оптичних інтерференційних фільтрів при 60 °С ($\Delta\lambda_c = +12\text{нм}$)

FWHM, нм	λ_{eff} , нм	ΔP , %	T_K
5	940,52	2,6	0,026
7	941,02	5,0	0,050
10	942,06	10,3	0,103
12	942,93	14,8	0,148
15	944,46	23,0	0,230

Висновки до розділу 3

Досліджено вплив фізико-геометричних параметрів кремнієвих фотоструктур на профіль збору носіїв заряду $P(x)$, що визначає внутрішню квантову ефективність η_i . Встановлено, що найбільший вклад в ближній спектральній ІЧ-області ампер-ватної чутливості визначають товщина структури h , час життя неосновних носіїв заряду τ та коефіцієнт відбиття зворотної сторони r_{back} .

Розроблено кремнієвий ФД та промодельовано технологічний процес його виготовлення за дифузійно-планарною технологією. В результаті моделювання отримано деталізовані 2-D профілі концентрації легування фосфору і бору в n^+ - та p^+ -шарах та на межі поділу Si/SiO₂, що обумовлений сегрегацією домішки.

Розроблено структуру інтерференційного вузькосмугового фільтра. Виконано моделювання її оптичних характеристик. Шляхом оптимізації кількості шарів, їх товщин та послідовності було визначено конфігурацію фільтра, що забезпечує значення пропускання $T \sim 0,9$ на центральній довжині хвилі $\lambda_c = 940$ нм зі значеннями FWHM = 7–15 нм в залежності від температури росту.

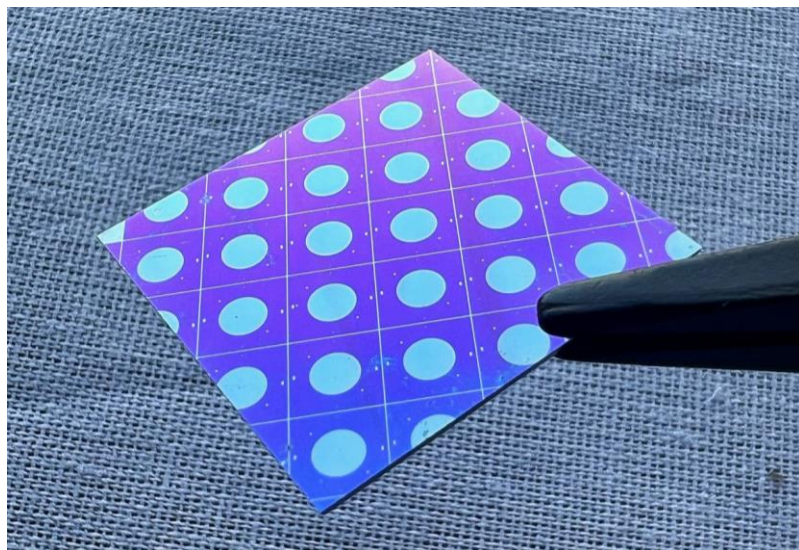
Розроблена світлодіодна AlGaAs/GaAs гетероструктура з необхідними параметрами для використання у колімованому джерелі ІЧ-випромінювання.

РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОНЕНТІВ ТА ПРОМЕТРИЧНОЇ СИСТЕМИ ДІАГНОСТИКИ ШАРІВ А^{III}В^V

4.1 Дослідження конструктивно-технологічних параметрів кремнієвих p^+ - n фотоструктур

Кремнієві фоточутливі структури (рис.4.1а) було виготовлено за дифузійно-планарною технологією в єдиному технологічному циклі. Технологічний маршрут виготовлення ФД складався з наступних термічних операцій: хлорне окиснення напівпровідникових підкладок; окиснення у вологому кисні; охолодження в інертній атмосфері азоту; дифузії бору в фоточутливу область підкладки; дифузії фосфору в зворотну сторону підкладки. Термічні операції виконувались в дифузійній електропечі СДО 125/4-А.

Формування Cr-Ni дзеркала та утворення омічних контактів виконувались шляхом металізації методом термічного випаровування у вакуумі за допомогою автоматизованої установки вакуумного напилення УВН-74 [56].



а)



б)

Рисунок 4.1 – Кремнієві ФД (а) із фотошаблоном (б)

Для фотодіодів, що застосовуються в системі пірометрії з компенсацією випромінювання товщина пластини була обрана 330 мкм для максимального внутрішнього збирання фотогенерованих носіїв заряду. Слід розуміти, що при експлуатації фотодіода у фотовольтаїчному режимі (без прикладеної напруги зміщення) в глибині пластини, біля її оберненого боку є «мертва» зона де відсутня генерація фотоносіїв. Для них дифузійна n^+ -область є бар'єром, носії будуть рекомбінувати у «мертвій» зоні та не давати вклад у чутливість. Якщо ж дифузійна довжина фотоносіїв велика – вони зможуть «відштовхуватися» від n^+ області, як наслідок їх значна частина зможе дістатися до p^+ - n переходу та дати вклад у чутливість кристала.

Зняття порушеного шару пластини виконувалось методом хіміко-динамічного полірування (ХДП). Для очистки поверхні пластини від іонів металів використовувалось соляно-перекисне відмивання. Усі компоненти травлення та відмивок були класу особливо чистих речовин, а деіонізована вода була постійно контрольована по вмісту заліза.

Охолодження пластин після закінчення термічних процесів було повільним для збереження максимального часу життя неосновних носіїв заряду. Важливим є здійснення гетерування важких металів з об'єму пластини під час проведення дифузії фосфору, тому бажано, щоб дифузійна довжина носіїв після проведення всіх операцій була більшою за товщину кристала. Це дає змогу отримати мінімальні значення темного струму, що збільшує динамічний діапазон вимірювання та збільшити чутливість в усьому чутливому діапазоні.

Визначення глибини залягання p^+ - n переходу здійснювалося за допомогою методу сферичного шліфа. Суть методики полягає у створенні сферичного заглиблення на поверхні напівпровідникового зразка шляхом механічного стирання сталеву кулькою заданого радіуса, що обертається. Внаслідок цього на поверхні утворюється система концентричних кілець, межі яких відповідають інтерфейсам між шарами напівпровідникової структури (рис.4.2).

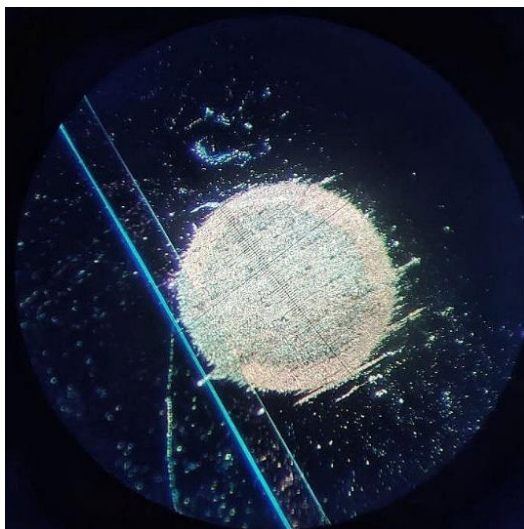


Рисунок 4.2 – Фотографія з оптичного мікроскопа для визначення глибини p^+-n переходу методом сферичного шліфу

Візуалізація та вимірювання геометричних параметрів отриманого шліфа проводилися з використанням оптичної мікроскопії, що дозволило визначити лінійні розміри зон для подальшого розрахунку глибини переходу x_j :

$$x_j = \frac{D^2 - d^2}{8R}, \quad (4.1)$$

де R – радіус сфери, якою виконувалося шліфування;

D – зовнішній діаметр сферичного шліфа (діаметр кратера на поверхні зразка);

d – діаметр кільця, утвореного $p-n$ переходом (межа розділу шарів всередині кратера).

Аналіз геометричних параметрів сферичного шліфа дозволив встановити глибину p^+-n переходу. Виходячи з виміряних діаметрів кілець ($D = 82$ та $d = 62$ поділки) та масштабу вимірювальної шкали 10 мкм, розрахована глибина переходу становить $x_j = 3,6$ мкм.

Враховуючи, що розподіл легуючої домішки при дифузії має плавний характер, для експериментального дослідження профілю концентрації було застосовано метод

пошарового видалення матеріалу з наступним вимірюванням електрофізичних параметрів. Видалення шарів кремнію проводилося методом хіміко-динамічного травлення (ХДТ) з кроком 1 мкм. Після зняття кожного шару здійснювався контроль питомого поверхневого опору ρ_s чотиризондовим методом. Розрахунок профілю концентрації носіїв заряду $N(x)$ базувався на експериментальній залежності поверхневого опору від глибини травлення. Середня концентрація носіїв у знятому шарі товщиною Δx_i визначалася за зміною провідності зразка. Визначення середньої питомої провідності знятого шару σ_i :

$$\sigma_i = \frac{1}{\Delta x_i} \left(\frac{1}{R_{s,i}} - \frac{1}{R_{s,i+1}} \right), \quad (4.2)$$

де $R_{s,i}$ – поверхневий опір зразка до травлення i -го шару;

$R_{s,i+1}$ – поверхневий опір зразка після травлення i -го шару.

Питома провідність пов'язана з концентрацією носіїв N та їх рухливістю $\mu(N)$ як:

$$\sigma_i = q\mu(N_i)N_i. \quad (4.3)$$

Таблиця 4.1 – Експериментальні значення поверхневого опору та концентрації домішки

Глибина травлення x , мкм	Виміряний поверхневий опір R_s , Ом/кв	Розрахункова концентрація N_A , см ⁻³	Виміряний поверхневий опір R_s , Ом/кв	Розрахункова концентрація N_D , см ⁻³
0	102	$2,61 \cdot 10^{18}$	1352	$1,5 \cdot 10^{18}$
1	342	$5,1 \cdot 10^{17}$	$>10^7$	$3,2 \cdot 10^{12}$
2	5950	$9,4 \cdot 10^{15}$	$>10^7$	$2,0 \cdot 10^{12}$
3	$2,6 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$>10^7$	$1,1 \cdot 10^{12}$
4	$>10^6$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$>10^7$	$1,1 \cdot 10^{12}$

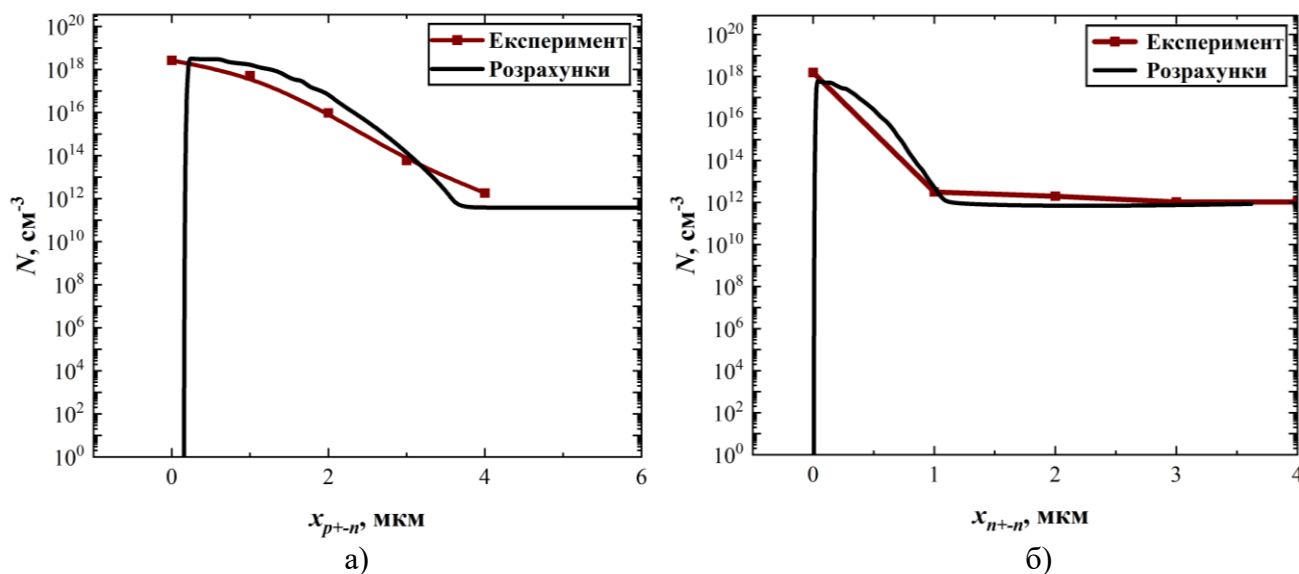


Рисунок 4.3 – Експериментальний та розрахунковий графіки залежності розподілу легуючої домішки а) бору, б) фосфору від глибини

Вимірювання товщини діоксиду кремнію SiO_2 проводилось методом лазерної еліпсометрії на установці ЛЕФ-3М-1. Принцип дії методу ґрунтується на вимірюванні поляризаційних кутів ψ та Δ відбитого монохроматичного випромінювання ($\lambda = 632,8$ нм). Обробка експериментальних даних та розрахунків товщини діелектричного шару здійснювалися у програмному середовищі KSEMAW шляхом чисельного розв'язання оберненої задачі еліпсометрії для одношарової моделі Si-SiO₂.

Контроль товщини сформованого оксидного покриття здійснювався методом двопроменевої мікроінтерферометрії з використанням приладу МП-4 (мікроінтерферометр Лінника). Для проведення вимірювань на поверхні зразка створювалася різка межа розділу шляхом локального травлення оксиду через маску з хімічно стійкого лаку.

Значення товщин антивідбивного покриття та хром-нікелевого дзеркала були розраховані для робочої довжини хвилі $\lambda = 940$ нм. Так, використовуючи умови чвертьхвильового відбивання $d_{\text{SiO}_2} = \lambda / 4n$, необхідна товщина AR-оксиду має складати ~ 160 нм, однак, враховуючи легування фоточутливої області, необхідним значенням є

~100–140 нм в залежності від концентрації домішок. Для Cr та Ni – 10 та 400 нм відповідно. Геометричні параметри шарів кремнієвих p^+n фотоструктур зазначені в таблиці 4.2.

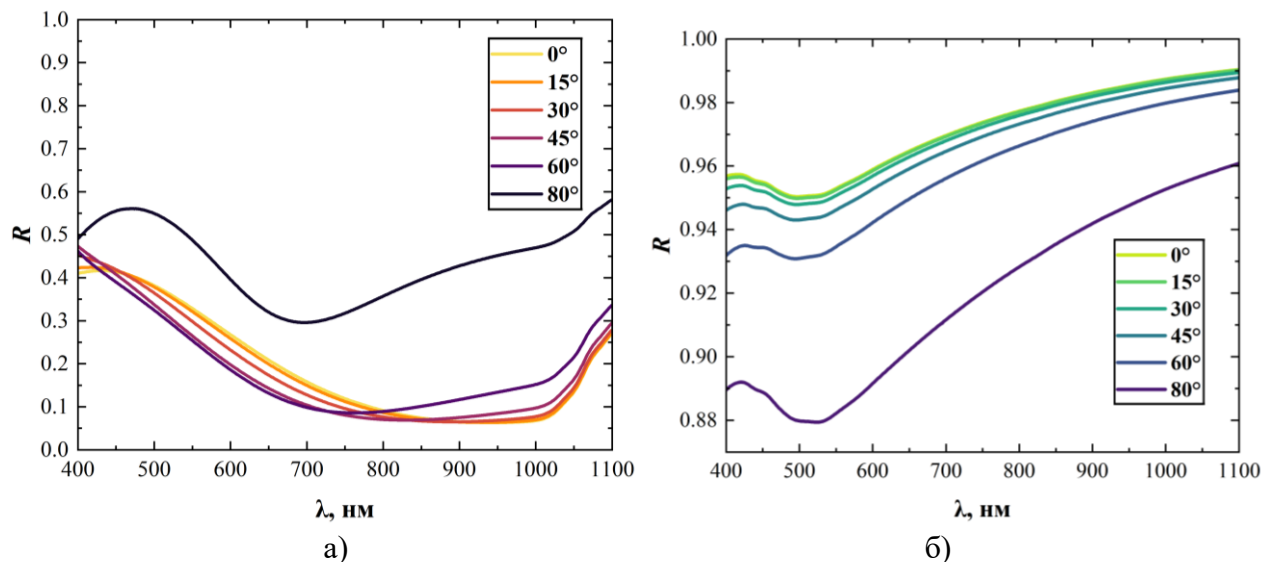


Рисунок 4.4 – Розрахункові спектри відбивання (а) $\text{SiO}_2/p^+\text{-Si}$ (б) $n^+\text{-Si/Cr-Ni}$

Таблиця 4.2 – Геометричні параметри шарів виготовлених ФД

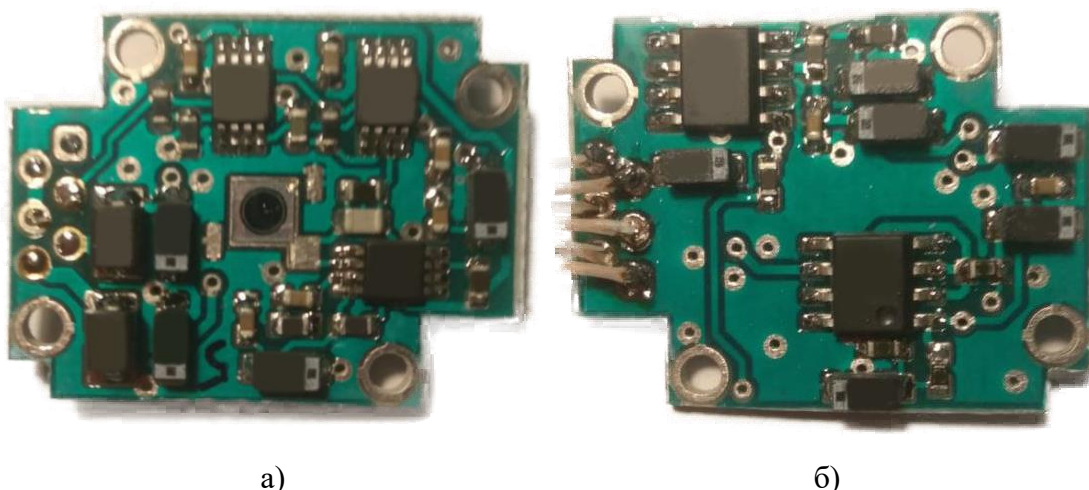
Номер шару	Позначення матеріалу	ФД
1	Омічний Ni контакт	$0,4 \pm 0,1$ мкм
2	Омічний Cr контакт	$0,01 \pm 0,1$ мкм
3	Кремній, легований фосфором, $N_D = 5,3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$	$2,25 \pm 0,3$ мкм
4	Монокристалічний кремній n-типу <111>, $\rho = 500 \text{ Ом} \times \text{см}$	330 ± 20 мкм
5	ОПЗ	$1,2 \pm 0,05$ мкм
6	Кремній, легований бором, $N_A = 4,0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$3,3 \pm 0,3$ мкм
7	Омічний Cr контакт ФЧЕ	$0,05 \pm 0,1$ мкм
8	Омічний Ni контакт ФЧЕ	$1 \pm 0,1$ мкм
9	Просвітляючий SiO_2	$0,12 \pm 0,03$ мкм
10	Пасивуючий SiO_2	$0,75 \pm 0,03$ мкм

4.2 Експериментальне дослідження оптоелектронних параметрів кремнієвих $p^+ - n$ ФД

З метою відбору найбільш якісних структур було проведено вимірювання темнових струмів I_D розрізаних кристалів. Методика вимірювань полягала в ізоляції активної області фотодіода від зовнішнього світлового та електромагнітного випромінювання за допомогою світлонепроникної екранованої камери термостату, виконаного на елементах Пельт'є. Температура під час вимірювань підтримувалася на рівні 20 °С. Електричний контакт до тильної сторони кристала забезпечувався притиском до столика зондової станції, а до фронтального контакту за допомогою мікрозонду. Реєстрація струмів проводилася при напрузі зворотного зміщення $U_{zm} = 10$ мВ за допомогою пікоамперметра. Значення темнового струму кристалів в партії не перевищувало $I_D \leq 30$ пА для площі круглої фоточутливої області 7.3 мм² (діаметр 2.7 мм). Для подальших досліджень були відібрані зразки з мінімальними значеннями темнового струму I_D .

Вимірювання монохроматичної чутливості фотодіода проводились в спектральному діапазоні від 780 до 1020 нм. В якості середовища із контрольованою температурою для ФД з трансімпедансним підсилювачем використовувався термостат на елементах Пельт'є.

В якості джерела випромінювання використовувалась галогенна лампа потужністю 150 Вт, з кольоровою температурою 3400 К та значенням оптичного дрейфу що становить 0,01% на годину роботи. Монохроматичне випромінювання було отримано за допомогою системи монохроматора МДР-23 з параметрами повторюваності $\pm 0,2$ нм та точністю довжини хвилі $\pm 0,6$ нм. За допомогою волоконно-оптичного кабелю випромінювання подавалось на фоточутливу область зразка, який розміщено на друкованій платі (рис.4.5). Контактні елементи фоточутливої структури були з'єднані та комутовані до контактних областей схеми трансімпедансного підсилювача.



а)

б)

Рисунок 4.5 – Друкована плата фотоприймального модуля на базі трансімпедансного підсилювача (а) фронтальна сторона (б) зворотня сторона

Методика вимірювання струмової монохроматичної чутливості базується на добутку еталонної спектральної чутливості фотоприймача та співвідношенні сигналів досліджуваного та еталонного фотоприймачів:

$$S_{I,\lambda} = S_{I,\lambda_{et}} \frac{U}{U_{et}}, \quad (4.4)$$

де $S_{I,\lambda_{et}}$ – спектральна струмова чутливість еталонного фотодіода.

На основі отриманих результатів спектральної чутливості виготовленої партії ФД були отримані характеристики ампер-ватної чутливості при температурах 20 °C та 60 °C та значень їх температурного коефіцієнту.

Спектральні характеристики досліджуваних структур наведено на рисунку 4.4 у нормованому вигляді. Абсолютна чутливість досліджуваного зразків у максимумі спектральної чутливості при 20 °C $\lambda = 950$ нм та становить 518 мА/Вт та 532 мА/Вт відповідно, при 60 °C та $\lambda = 1000$ нм становить 540 мА/Вт та 561 мА/Вт відповідно [85]. Нахил спектральних характеристик $dS / d\lambda$ становить $\sim 0,23$ %/нм та $\sim 0,26$ %/нм.

Розбіжність форми спектральних кривих зумовлена технологічним розкидом глибини залягання $p^+ - n$ переходу та якістю пасивації поверхні по площі пластини в процесі планарної дифузії.

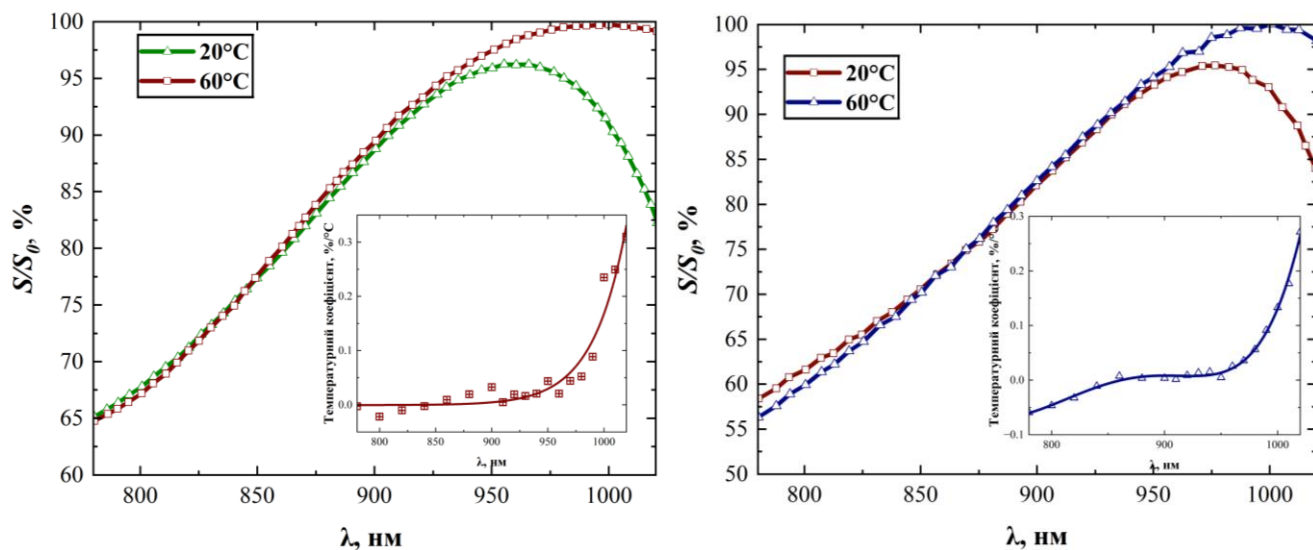


Рисунок 4.6 – Ампер-ватні чутливості виготовлених ФД з їх температурними коефіцієнтами

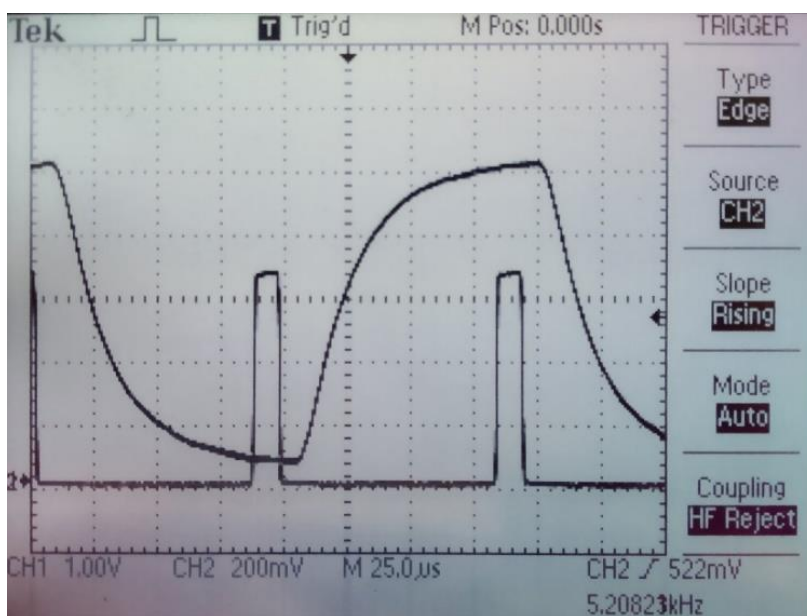


Рисунок 4.7 – Осцилограма з фотоприймального модуля при реєстрації імпульсного оптичного сигналу

4.3 Аналіз спектральної селективності інтерференційних фільтрів

Зразки інтерференційних фільтрів (рис.4.8) було виготовлено методом електронно-променевого випаровування з іонним асистуванням IAD. Вибір даної технології зумовлений необхідністю отримання багат шарових покриттів із високою морфологічною однорідністю що впливає на стабільність оптичних параметрів отриманих інтерференційних фільтрів.

На відміну від класичного електронно-променевого випаровування, метод IAD передбачає бомбардування підкладки пучком іонів у процесі росту плівки. Цей механізм забезпечує додаткову енергетичну активацію атомів, що осаджуються та призводить до ущільнення структури шарів та мінімізації пористості.

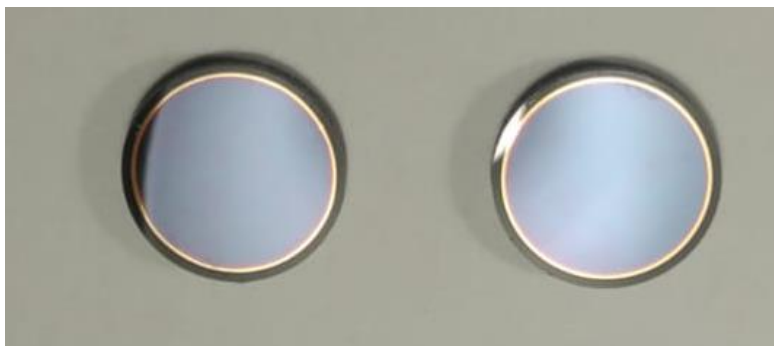


Рисунок 4.8 – Виготовлені зразки інтерференційних фільтрів

В результаті, сформовані структури характеризуються показниками заломлення, наближеними до об'ємних матеріалів, та відсутністю спектрального дрейфу під впливом атмосферної вологи. Технологічний процес дозволяє витримувати допуски на товщину оптичних шарів у межах 0,5–1 %, що є критичним для забезпечення заданої форми смуги пропускання.

Вимірювання оптичних параметрів виготовлених структур здійснювались шляхом реєстрації спектрів пропускання в діапазоні 900–1000 нм при нормальному падінні, та в діапазоні 800–900 нм при падінні під кутом з використанням спектрофотометра.

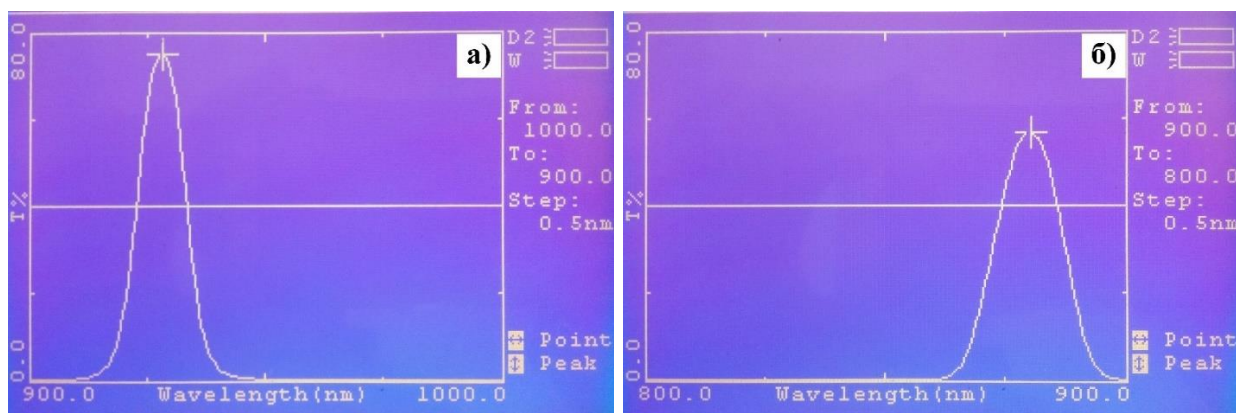


Рисунок 4.9 – Зображення спектрів пропускання зі спектрофотометра для зразка #1 при
а) 0° та б) 45° кутах нахилу

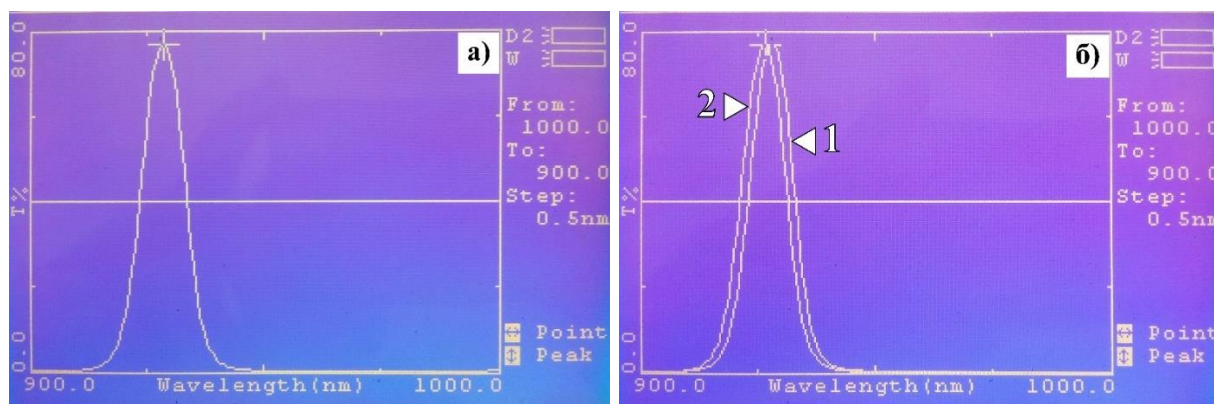


Рисунок 4.10 – Зображення спектрів пропускання зі спектрофотометра для зразка #2
при а) 0° та б) 1 – 0° , 2 – 5° кутах нахилу

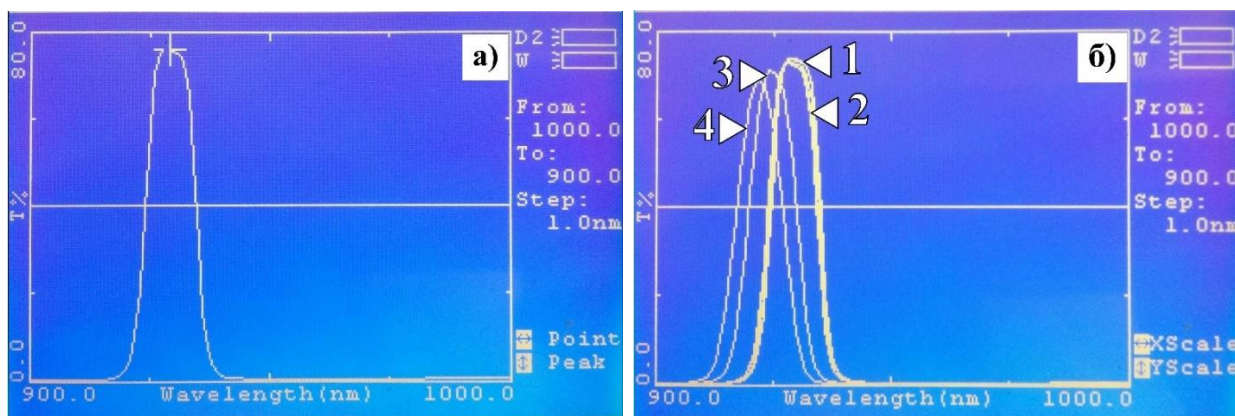


Рисунок 4.11 – Зображення спектрів пропускання зі спектрофотометра для зразка #3
при а) 0° та б) 1 – 0° , 2 – 5° , 3 – 10° , 4 – 15° кутах нахилу

У процесі довготривалої експлуатації вузькосмугові інтерференційні фільтри піддаються незворотній деградації оптичних параметрів. Вплив вологи, сфокусованого теплового випромінювання призводить до фізико-хімічних змін у структурі матеріалів напилених тонких плівок. Це спричиняє неконтрольований дрейф спектральних характеристик, зокрема зміщення робочої довжини хвилі зі зменшенням коефіцієнта пропускання.

Розглянемо спектрофотометричну діаграму вузькосмугових інтерференційних фільтрів після штучно створених умов експлуатації. Аналіз зміни спектрального коефіцієнта пропускання T в діапазоні довжин хвиль 920–980 нм демонструє глибокі деградаційні зміни, що супроводжуються не лише суттєвим зниженням піку пропускання, а й вираженою деформацією, включно з розширенням FWHM, появою асиметрії, зміщенням центральної довжини хвилі λ_c та формуванням паразитних максимумів у довгохвильовій області (рис.4.12).

Важливим висновком з наведених даних є підтвердження непрогнозованого характеру процесів старіння, оскільки різні зразки фільтрів за ідентичних умов експлуатації демонструють кардинально відмінні зміни. Керуючись результатами моделювання (рис.3.23), зміна оптичних характеристик смугового фільтра відповідає зміні товщини шарів ± 2 нм. Подібна зміна призводить до похибки визначення температури із діапазоном похибок 8–16 °C в залежності від температури росту.

Враховуючи використання в оптоелектронному каналі пірометра-рефлектометра двох інтерференційних фільтрів, така непередбачувана варіативність деградаційних змін унеможлиблює застосування уніфікованих аналітичних моделей для прогнозування залишкового ресурсу або введення стандартних компенсаційних поправок, вимагаючи натомість індивідуальної верифікації параметрів кожного оптичного фільтра. Тому, для необхідної спектральної стабілізації випромінювання оптимальне значення FWHM складає 10 нм та вимагає регулярного контролю стабільності оптичних параметрів при кожній калібровці.

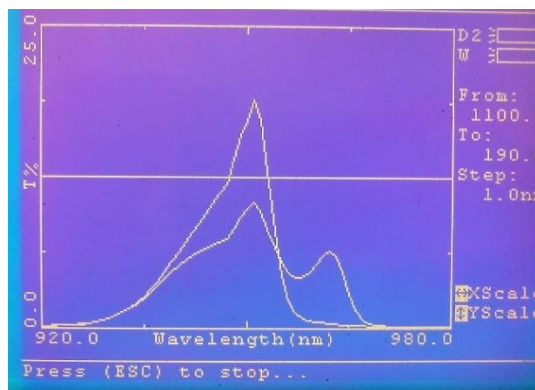


Рисунок 4.12 – Зображення зі спектрофотометра деградації смуги пропускання фільтрів внаслідок експлуатації

4.4 Оцінка емісійних та електричних характеристик LED-структур

Для рефлектометра оптоелектронної пірометричної системи було розроблено світлодіодну AlGaAs/GaAs гетероструктуру з круглою випромінювальною областю діаметром 120 мкм. Структура в метало-скляному корпусі TO-5 представлена на рисунку 4.13. Розроблений коліматор для світлодіоду на довжині хвилі 940 нм з діаметром діафрагми 120 мкм має кутову розбіжність оптичних променів до 7 кут.сек. Це дозволяє використовувати розроблене джерело оптичного випромінювання для пірометричних систем з різною фокусною відстанню від 10 до 50 см для різних типів ростових реакторів.

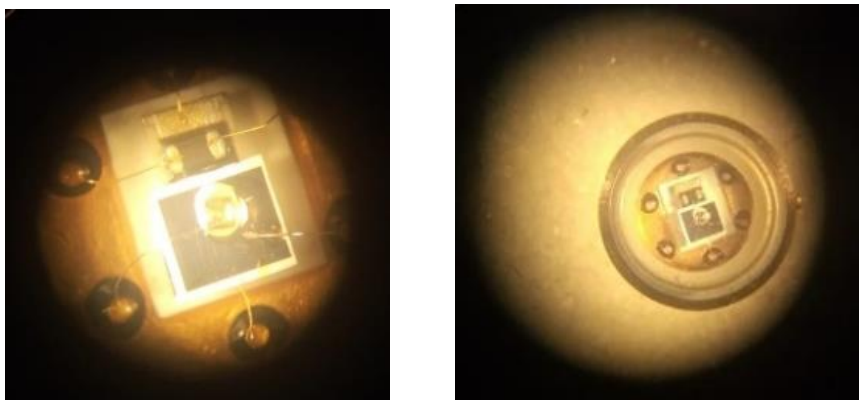


Рисунок 4.13 – Світлодіодна AlGaAs/GaAs гетероструктура в корпусі TO-5

Експериментальні дослідження оптоелектронних характеристик зразків проводилися за фіксованої температури 20 °С в термостаті. Для визначення складу спектрального випромінювання застосовувався волоконний спектрометр, а для вимірювань вольт-амперних характеристик – прецизійний амперметр в імпульсному режимі зміщення для уникнення теплових ефектів (рис.4.14)

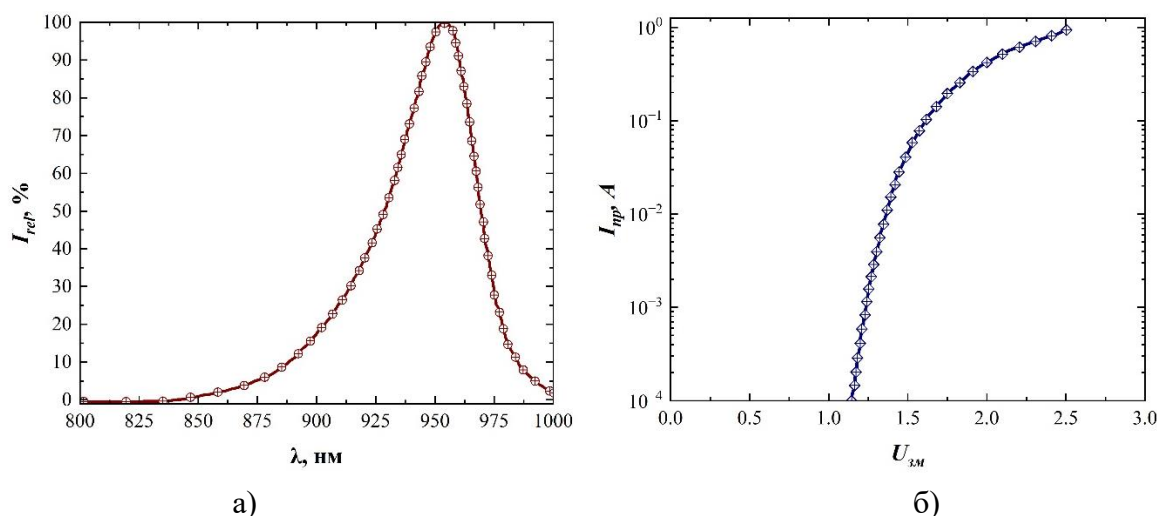


Рисунок 4.14 – Характеристики (а) відносної спектральної випромінювальної здатності та (б) прямого струму від напруги зміщення ІЧ-світлодіода

При пропусканні прямого струму зміщення $I_F = 100$ мА падіння напруги на зразку $U_{зм}$ становить 2.0 В. Спектральні вимірювання показали, що пікова довжина хвилі випромінювання λ_p знаходиться в діапазоні 946–954 нм. Ширина спектральної смуги на рівні половини інтенсивності FWHM становить близько 60 нм.

4.5 Експериментальне дослідження характеристик оптоелектронної пірометричної системи

Потік випромінювання Φ , що падає на апертуру оптоелектронної системи може бути описаний як:

$$\Phi = L_b \cdot A_{d,n} \cdot \omega_d, \quad (4.5)$$

де L_b – це енергетична яскравість АЧТ;

$A_{d,n}$ – площа проекції апертури детектора на площину, перпендикулярну до оптичної осі;

ω_d – тілесний кут поля зору, що визначається апертурою обмеження тілесного кута.

Розрахуємо потік випромінювання Φ від АЧТ для апертур в 1,2 мм, 2,4 мм, 4,8 мм, 7,8 мм, 10,0 мм, 12,6 мм, спектральної ширини $\Delta\lambda = 10$ нм при центральній довжині хвилі 940 нм.

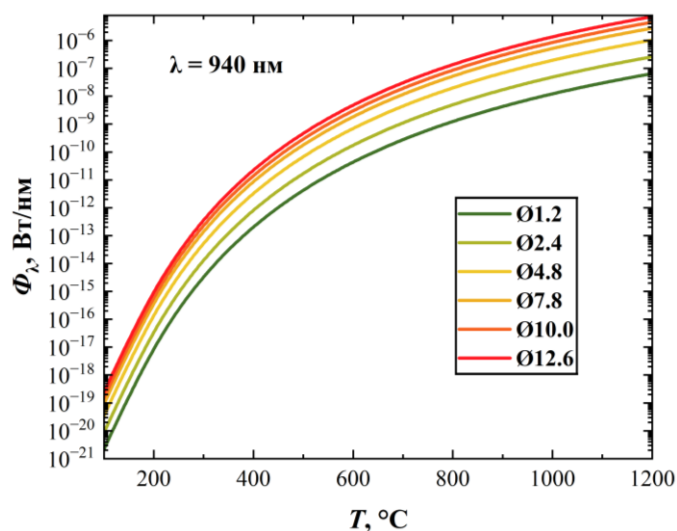


Рисунок 4.15 – Потік випромінювання для різних значень апертур

Одним зі змінних параметрів є площа випромінюючої поверхні джерела A . Оскільки апертури мають форму кола, їхня площа пов'язана з діаметром d співвідношенням:

$$A = \frac{\pi d^2}{4}. \quad (4.6)$$

Таким чином, потік випромінювання прямо пропорційний квадрату діаметра вхідної апертури $\Phi \propto d^2$. Вимірювання за різних апертур проводяться для оцінки

лінійності оптоелектронного тракту та дослідження ефекту розміру джерела SSE. Якщо електричний сигнал детектора при цьому зростає пропорційно зміні потоку випромінювання (рис.4.15), це підтверджує, що ФД працює в лінійному режимі і не входить у насичення у верхній межі динамічного діапазону і не вимірює сигнал еквівалентний шуму у нижній.

З метою експериментальної верифікації теоретичних моделей та калібрування пірометричного обладнання було розроблено та змонтовано експериментальний стенд (рис.4.16). Основним елементом стенда є АЧТ, що забезпечує підтримку заданого температурного режиму з високою часовою стабільністю та похибкою, що не перевищує межі допустимих значень (± 0.05 °C). Для дослідження впливу геометричних факторів SSE пірометр обладнано змінними діафрагмами.



Рисунок 4.16 – Експериментальний стенд

Для жорсткої фіксації та точного наведення пірометра використовується оптична лава з інтегрованим координатним механізмом. Система забезпечує переміщення приладу по трьох осях X , Y , Z та кутове налаштування, що є критичним для забезпечення умови повного перекриття поля зору пірометра апертурою джерела.

Автоматизація вимірювань реалізована на базі персонального комп'ютера ПК. Зв'язок між пірометром, контролером температури АЧТ та ПК здійснюється за допомогою цифрових інтерфейсів (USB/RS-232/RS-485). Спеціалізоване програмне забезпечення дозволяє проводити моніторинг параметрів у реальному часі та зберігати масиви даних для подальшого аналізу.

Для верифікації стабільності підтримки заданої температури було проведено серію контрольних вимірювань за допомогою прецизійного пірометра BASF, який використовувався як еталонний засіб вимірювання.

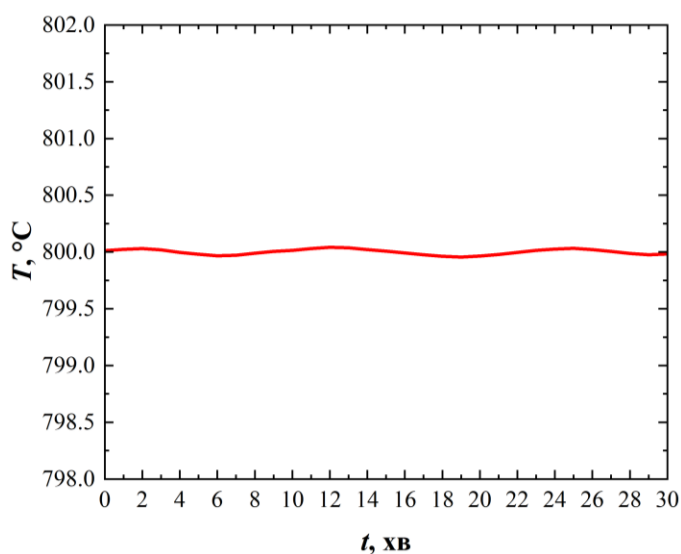


Рисунок 4.17 – Дослідження часової стабільності АЧТ

Отримані експериментальні дані візуалізовані на рисунку 4.17. Аналіз часової залежності демонструє відсутність значущого дрейфу або низькочастотних флуктуацій сигналу. Графік має вигляд прямої лінії, паралельної осі часу, що підтверджує вихід АЧТ на стаціонарний тепловий режим. Відхилення від номінального значення температури протягом усього періоду вимірювань не перевищувало задане значення $\pm 0.05 ^\circ\text{C}$, що вказує на високу інерційність теплової системи.

Значення вихідного сигналу оптоелектронної системи S_U , визначається як (2.18), помножений на коефіцієнт підсилення трансімпедансного підсилювача K_U :

$$S_U = L_b \cdot \Delta\lambda \cdot A \cdot \Omega \cdot S_I \cdot K_U. \quad (4.7)$$

Аналітичний зв'язок між вихідним сигналом пірометра та спектральною енергетичною яскравістю АЧТ описується рівнянням (1.4). Індивідуальні характеристики оптоелектронного каналу та геометричні фактори системи компенсуються введенням емпіричного коефіцієнта C , значення якого визначається експериментально в процесі калібрування еталонним АЧТ. Отримані значення температури АЧТ за допомогою пірометричної оптоелектронної системи представлені на рисунку 4.18.

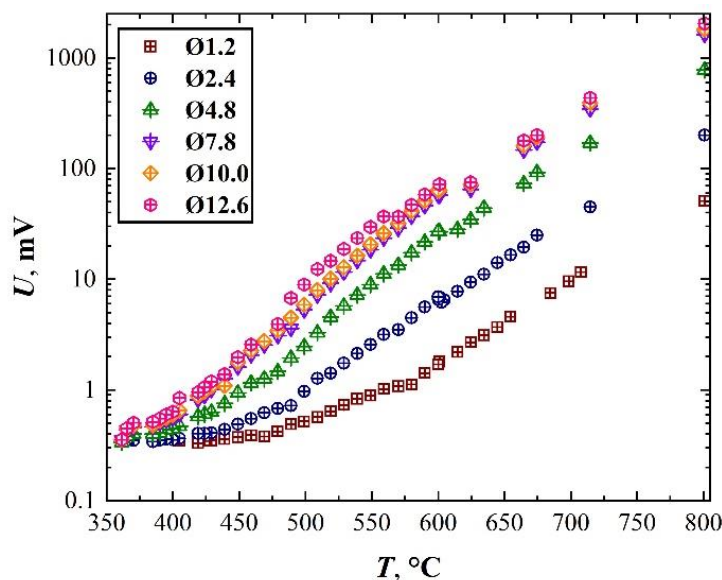


Рисунок 4.18 – Результати вимірювання випромінювання АЧТ пірометричною оптоелектронною системою

Як видно з результатів, зміна значення сигналу пропорційна зміні потоку випромінювання АЧТ (рис. 4.18), що свідчить про лінійність оптоелектронної системи. Для оцінки лінійності в усьому температурному діапазоні апроксимуємо отримані дані в програмному середовищі ORIGIN. Для створення моделі апроксимації перепишемо вираз (1.4) як:

$$y = C \cdot e^{(-15470,6/(x+273,15))}, \quad (4.8)$$

де y – значення осі ординат;

x – значення осі абсцис, множник в експоненті характеризує значення другої радіаційної константи c_2 нормоване відповідно до робочої довжини хвилі $\lambda_{роб}$ в мкм.

Для апроксимації отриманих даних використаємо ітераційний алгоритм Левенберга-Марквардта LMA. Цей алгоритм є комбінацією методу градієнтного спуску та методу Гауса-Ньютона. Вибір даного методу зумовлений його високою чисельною стійкістю та швидкою збіжністю при апроксимації експоненційних залежностей, характерних для законів теплового випромінювання. Оскільки дані представлені в логарифмічному масштабі, додамо до алгоритму ітерації критерії зважування даних $1/y^2$ для рівнозначного врахування даних на обох кінцях кривих.

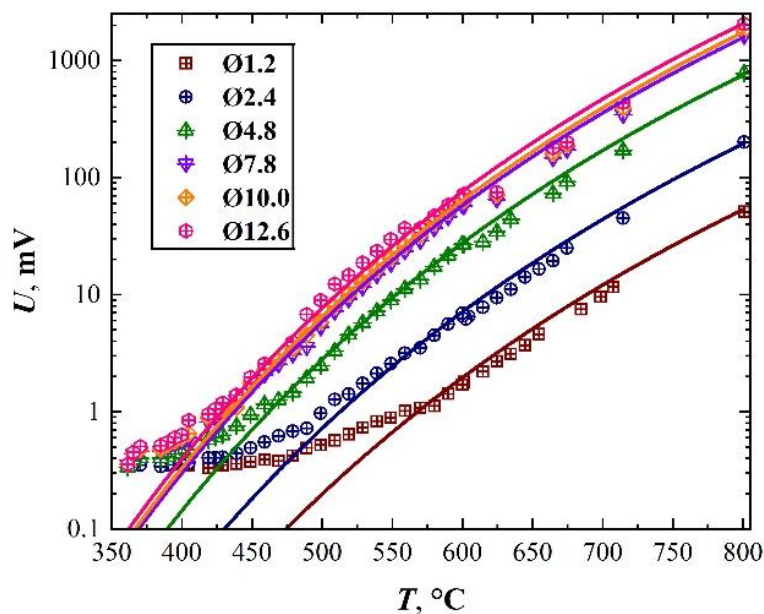


Рисунок 4.19 – Результати апроксимації вимірних даних

Як видно з результату апроксимації, в нижньому температурному динамічному діапазоні існує розбіжність з теоретичною прямою через наявність постійної складової

значення якої становить $\sim 0,3\text{--}0,5$ мВ, яку формула Планка не може врахувати. Так, точка розходження вимірних даних із теоретичною кривою характеризує нижній динамічний діапазон вимірювань для певного значення діафрагми системи, що характеризується значенням спектрального потоку випромінювання АЧТ.

Врахуємо це, додавши до (4.8) адитивний член y_0 для врахування постійної складової та врахуємо це в створеній моделі апроксимації.

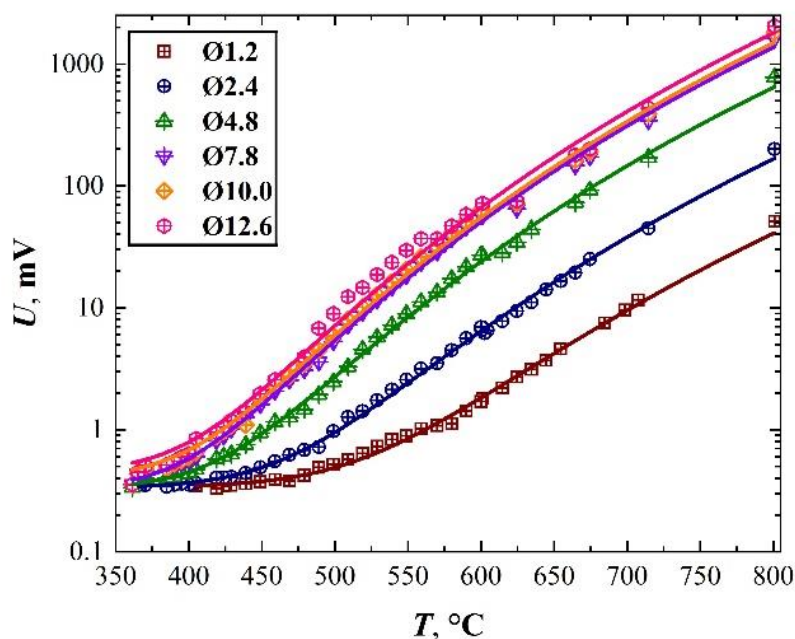


Рисунок 4.20 – Результати апроксимації вимірних даних з врахуванням постійної складової

Таблиця 4.3 – Значення постійної y_0 апроксимованих даних

$\varnothing$, мм	1,2	2,4	4,8	7,8	10	12,8
y_0	$0,34 \pm 0,00855$	$0,33 \pm 0,00669$	$0,32 \pm 0,01066$	$0,32 \pm 0,01632$	$0,4 \pm 0,02293$	$0,45 \pm 0,04138$

Для оцінки якості апроксимації (рис.4.20) скористаємось коефіцієнтом *R-Square* (він же R^2 , COD або коефіцієнт детермінації), що описує дисперсію даних із

моделлю апроксимації в залежності від діаметру апертури (табл.4.4). Як видно із отриманих даних, значення R^2 близькі до 1, що свідчить про коректне врахування фізичної моделі. Також, визначимо калібрувальні коефіцієнти системи C (табл.4.5).

Таблиця 4.4 – Коефіцієнт детермінації апроксимованих даних для різних апертур

D , мм	1,2	2,4	4,8	7,8	10	12,6
R^2	0,98	0,99	0,98	0,98	0,97	0,92

Таблиця 4.5 – Калібрувальні коефіцієнти пірометричної оптоелектронної системи

D , мм	1,2	2,4	4,8	7,8	10	12,6
C	$7.3E7 \pm$ 1687835.22433	$3.02E8 \pm$ 4066120.7289	$1.17E9 \pm$ 2.11564E7	$2.53E9 \pm$ 5.47803E7	$2.71E9 \pm$ 8.19001E7	$3.26E9 \pm$ 1.72111E8
ΔC , %	2,29	1,35	1,81	2,12	3,03	5,28

Проведені експериментальні дослідження підтверджують високу ефективність розробленої пірометричної оптоелектронної системи. Отримані апроксимаційні залежності дозволили врахувати залежність в низькотемпературній області, що розширило динамічний діапазон вимірювань.

Вимірювання параметрів шарів оптоелектронною системою проводилось в процесі росту епітаксійного шару фосфіду індію (InP). Задана температура процесу становила 620 °C. З наведеної експериментальної залежності (рис. 4.21) видно періодичне зменшення амплітуди відбитого сигналу із часом.

Даний ефект пов'язаний зі зміною морфології поверхні росту, зокрема зі збільшенням шорсткості епітаксійного шару та поглинанням випромінювання в його об'ємі. Незважаючи на зменшення амплітуди, чітка періодичність сигналу свідчить про збереження високої структурної якості плівки та стабільність заданого температурного режиму. Швидкість осадження склала 4.73 Å/с.

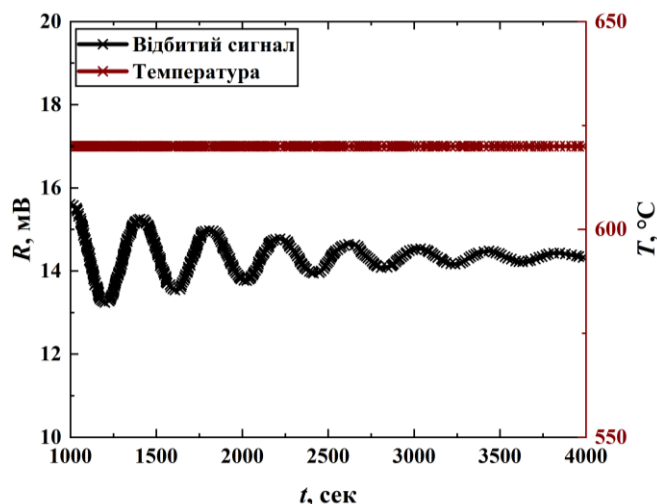


Рисунок 4.21 – Результати вимірювання параметрів в процесі росту InP

Висновки до розділу 4

Виготовлено кремнієві p^+-n фотоструктури та досліджено їх оптоелектронні характеристики. Розглянуто методологію визначення їх характеристик, на основі яких визначено їх основні електро-оптичні параметри. Представлено розроблений фотоприймальний модуль на основі трансімпедансного підсилювача.

Представлений аналіз оптичних характеристик вузькосмугових інтерференційних фільтрів, виготовлених методом електронно-променевого випаровування з іонним асистуванням IAD. За допомогою спектрофотометрії визначені спектри пропускання в діапазоні 80–1000 нм при нормальному падінні, та при падінні під кутом. Розглянуто причини та кількісну оцінку деградації оптичних фільтрів, що застосовувались в оптоелектронній пірометричній системі діагностики.

Розроблено та досліджено електро-оптичні параметри світлодіодної AlGaAs/GaAs гетероструктури. Представлені експериментальні результати вимірювання температури оптоелектронною пірометричною системою, а також перевірка достовірності отриманих результатів методом вимірювання теплового випромінювання із використанням АЧТ. Розроблена аналітична залежність апроксимації отриманих експериментальних даних та розраховано калібрувальні коефіцієнти системи

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі проведено дослідження оптоелектронної пірометричної системи для діагностики температури та товщини шару епітаксійних шарів $A^{III}B^V$ в процесі росту методом газофазної епітаксії з металоорганічних сполук ГФЕ МОС. Під час досліджень отримано дані результати та зроблено наступні висновки:

- Визначено аналітичні залежності температурної чутливості спектральної яскравості для пірометричної оптоелектронної системи діагностики параметрів епітаксійних шарів зі змінною емісійною здатністю.

- Розроблено функціональну схему оптичного блоку оптоелектронної системи та на основі аналізу температурної чутливості системи визначено основні технічні вимоги до оптоелектронних компонентів системи. Проведено аналіз похибки визначення параметрів епітаксійних шарів від параметрів оптоелектронних компонентів з метою мінімізації похибки вимірювання. Як наслідок, обгрунтовано робочу спектральну область довжин хвиль $\lambda_{\text{роб}} = 920\text{--}940$ нм.

- Представлена аналітична залежність визначення частоти дискретизації оптоелектронної пірометричної системи для різних діаметрів пластин у реакторах ГФЕ МОС. Встановлено, що діаметр плями вимірювання D_p 3–6 мм в залежності від діаметру пластини забезпечує оптимальну просторову роздільну здатність вимірювань.

- Розроблено структуру вузькосмугового інтерференційного фільтра, що забезпечує значення пропускання $T \sim 0,9$ з центральними довжинами хвиль $\lambda_c = 920\text{--}940$ нм з $\text{FWHM} = 7\text{--}15$ нм в залежності від температури росту. Шляхом моделювання досліджено вплив зміни товщин шарів на його оптичні властивості при виробничій похибці та деградації. Виготовлено вузькосмугові інтерференційні фільтри методом електронно-променевого випаровування з іонним асистуванням IAD та досліджено їх оптичні властивості. Встановлено, що при експлуатації деградація інтерференційних фільтрів призводить до фізико-хімічних змін шляхом впливу вологи, сфокусованого

теплого випромінювання у структурі матеріалів напилених тонких плівок, що веде до зміни центральної довжини хвилі, зменшення коефіцієнту пропускання та розширення FWHM. Дана зміна призводить до визначення температури із похибкою з 0,5 °C до 8 °C та значно збільшує нижній поріг вимірювання температури.

- Розроблено технологічні режими дифузії фосфору та бору з планарних твердотільних джерел, які дозволяють отримувати ФД з оптимізованими параметрами для використання в методах оптичної пірометрії. Шляхом моделювання встановлено основні режими технологічного процесу виготовлення кремнієвих p^+-n фотодіодів. Виготовлено p^+-n фотодіодні структури з параметрами для застосування в оптоелектронній пірометричній системі. Встановлені мінімальні значення темного струму $I_D \leq 30$ пА ($U_{\text{зміщення}} = 10$ мВ), монохроматичну спектральну чутливість при максимумі ампер-ватної чутливості $\lambda_{\text{peak}} = 950$ нм $S_I(\lambda_{\text{peak}}) \approx 518\text{--}532$ мА/Вт з температурним коефіцієнтом 0,15–0,2 %/°C) при площі круглої фоточутливої області 7.3 мм².

- Розроблені напівпровідникові AlGaAs/GaAs світлодіодні гетероструктури можуть бути використані в якості ІЧ джерела випромінювання для розробки оптичних систем колімації з мінімальним кутом розходження променів.

- Встановлено апроксимаційні залежності потужності оптичного сигналу оптоелектронної пірометричної системи від температури процесу, що дозволяють розширити нижній температурний діапазон вимірювань з 450 до 390 °C. Розбіжність розрахункових теоретичних та експериментальних результатів становить менше 2%.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Z. Zhang *et al.*, “Continuous-wave lasing of AlGaIn-based ultraviolet laser diode at 274.8 nm by current injection,” *Appl. Phys. Express*, vol. 15, no. 4, p. 041007, Apr. 2022, doi: 10.35848/1882-0786/ac6198.
- [2] Q. Lin, J. Huang, L. Lin, W. Luo, W. Gu, and K. M. Lau, “980 nm electrically pumped continuous lasing of QW lasers grown on silicon,” *Opt. Express*, vol. 31, no. 10, p. 15326, May 2023, doi: 10.1364/OE.484831.
- [3] Z. Yan *et al.*, “MOCVD-grown InAs/InP quantum dot lasers with low threshold current,” *Opt. Express*, vol. 33, no. 15, p. 31195, Jul. 2025, doi: 10.1364/OE.568365.
- [4] Y. Sun *et al.*, “High power short mid-infrared quantum cascade lasers based on ultrathin AlAs intercalation layers grown by MOCVD,” *Photon. Res.*, vol. 14, no. 1, p. 92, Jan. 2026, doi: 10.1364/PRJ.569108.
- [5] M. Bugajski *et al.*, “MOCVD Grown InGaAs/InAlAs Quantum Cascade Lasers Emitting at 7.7 μm ,” *Photonics*, vol. 11, no. 12, p. 1195, Dec. 2024, doi: 10.3390/photonics11121195.
- [6] H. Amano *et al.*, “The 2020 UV emitter roadmap,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 53, no. 50, p. 503001, Dec. 2020, doi: 10.1088/1361-6463/aba64c.
- [7] Y.-M. Huang *et al.*, “High-efficiency InGaIn red micro-LEDs for visible light communication,” *Photon. Res.*, vol. 10, no. 8, p. 1978, Aug. 2022, doi: 10.1364/PRJ.462050.
- [8] F. Cheng *et al.*, “Significant Enhancement of Light Extraction in AlGaIn-Based Deep-UV LED Through Ag-Nanodot/Ti/Al Reflective p-Contacts With an Ultra-Thin Ti Barrier,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 72, no. 5, pp. 2438–2443, May 2025, doi: 10.1109/TED.2025.3556098.
- [9] D. Iida and K. Ohkawa, “Recent progress in red light-emitting diodes by III-nitride materials,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 37, no. 1, p. 013001, Jan. 2022, doi:

10.1088/1361-6641/ac3962.

- [10] C. A. Wang, “Perspectives on the Development of Metalorganic Vapor Phase Epitaxy for III-V Optoelectronic Devices,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 58, no. 4, pp. 1–11, Aug. 2022, doi: 10.1109/JQE.2022.3159865.
- [11] L. Ding *et al.*, “MOCVD growth of high-performance extended short-wave infrared photodetectors,” *AIP Advances*, vol. 15, no. 11, p. 115117, Nov. 2025, doi: 10.1063/5.0292865.
- [12] G. Yang, T. Liu, J. Li, B. Chen, and C. Tong, “High-Speed and Broadband InGaAs/InP Photodiode with InGaAsP Graded Bandgap Layers,” *Sensors*, vol. 25, no. 9, p. 2841, Apr. 2025, doi: 10.3390/s25092841.
- [13] D. Maes *et al.*, “High-speed uni-traveling-carrier photodiodes on silicon nitride,” *APL Photonics*, vol. 8, no. 1, p. 016104, Jan. 2023, doi: 10.1063/5.0119244.
- [14] V. M. More, Y. Kim, J. Jeon, J. C. Shin, and S. J. Lee, “Dual-band unipolar barrier infrared photodetector based on InGaAsSb bulk and type-II InAs/GaSb superlattice absorbers,” *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 868, p. 159195, Jul. 2021, doi: 10.1016/j.jallcom.2021.159195.
- [15] J.-S. Park, M. Tang, S. Chen, and H. Liu, “Heteroepitaxial Growth of III-V Semiconductors on Silicon,” *Crystals*, vol. 10, no. 12, p. 1163, Dec. 2020, doi: 10.3390/cryst10121163.
- [16] P. Schygulla *et al.*, “Two-terminal III–V//Si triple-junction solar cell with power conversion efficiency of 35.9 % at AM1.5g,” *Progress in Photovoltaics*, vol. 30, no. 8, pp. 869–879, Aug. 2022, doi: 10.1002/pip.3503.
- [17] G. Timò *et al.*, “All MOVPE Grown Quadruple Junction InGaP/InGaAs/Ge/Ge Solar Cell,” *Crystals*, vol. 15, no. 9, p. 816, Sep. 2025, doi: 10.3390/cryst15090816.
- [18] J. Schön *et al.*, “Improvements in ultra-light and flexible epitaxial lift-off GaInP/GaAs/GaInAs solar cells for space applications,” *Progress in Photovoltaics*, vol. 30, no. 8, pp. 1003–1011, Aug. 2022, doi: 10.1002/pip.3542.

- [19] R. Lang, C. Klein, J. Ohlmann, F. Dimroth, and D. Lackner, “Review on ultrahigh growth rate GaAs solar cells by metalorganic vapor-phase epitaxy,” *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 42, no. 2, p. 020801, Mar. 2024, doi: 10.1116/6.0003393.
- [20] Y. Kim, S. Park, T. T. Nguyen, J. Jeon, B. S. Chun, and S. J. Lee, “High-Efficiency Flexible GaAs/InGaAs Dual-Junction Solar Cells Fabricated by Metallic Nanoparticle-Based Wafer Bonding,” *Small Structures*, vol. 6, no. 2, p. 2400421, Feb. 2025, doi: 10.1002/ssstr.202400421.
- [21] L. Yang *et al.*, “Analysis of DC, Channel Temperature, and RF Performance of *In Situ* SiN/AlGaIn-Sandwich-Barrier/GaN/Al_{0.05}GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 67, no. 10, pp. 4147–4151, Oct. 2020, doi: 10.1109/TED.2020.3017136.
- [22] S. Hasan *et al.*, “MOCVD-grown β -Ga₂O₃ as a Gate Dielectric on AlGaIn/GaN-Based Heterojunction Field Effect Transistor,” *Crystals*, vol. 13, no. 2, p. 231, Jan. 2023, doi: 10.3390/cryst13020231.
- [23] T. Duarte *et al.*, “AlScN/GaN Multichannel Heterostructures Grown by Metal–Organic Chemical Vapor Deposition,” *Adv Materials Inter*, vol. 12, no. 23, p. e00726, Dec. 2025, doi: 10.1002/admi.202500726.
- [24] E. Akso *et al.*, “Recent Advancements in N-polar GaN HEMT Technology,” *Crystals*, vol. 15, no. 9, p. 830, Sep. 2025, doi: 10.3390/cryst15090830.
- [25] Y. Yang *et al.*, “Spectroscopic Ellipsometry and Correlated Studies of AlGaIn-GaN HEMTs Prepared by MOCVD,” *Nanomaterials*, vol. 15, no. 3, p. 165, Jan. 2025, doi: 10.3390/nano15030165.
- [26] N. Hatui, H. Collins, E. Kayede, F. Wu, S. Keller, and U. K. Mishra, “MOCVD Growth of Relaxed, Crack-Free AlGaIn on Tiled GaN Substrates,” *Crystals*, vol. 15, no. 11, p. 965, Nov. 2025, doi: 10.3390/cryst15110965.
- [27] L. Roulleau *et al.*, “Indium Phosphide Semiconductor Technology for Next-Generation Communication Systems: Sustainability and Material Considerations,” *Sustainability*, vol. 17, no. 3, p. 1339, Feb. 2025, doi: 10.3390/su17031339.

- [28] J. I. Davies, A. D. Johnson, R. I. Pelzel, M. D. Geen, A. M. Joel, and S. W. Lim, “MOVPE and its future production challenges,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 605, p. 127031, Mar. 2023, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2022.127031.
- [29] S. Adhikari, M. Lysevykh, C. Jagadish, and H. H. Tan, “Selective Area Growth of GaN Nanowire: Partial Pressures and Temperature as the Key Growth Parameters,” *Crystal Growth & Design*, vol. 22, no. 9, pp. 5345–5353, Sep. 2022, doi: 10.1021/acs.cgd.2c00453.
- [30] Ł. Łach and D. Svyetlichnyy, “Recent Progress in Heat and Mass Transfer Modeling for Chemical Vapor Deposition Processes,” *Energies*, vol. 17, no. 13, p. 3267, Jul. 2024, doi: 10.3390/en17133267.
- [31] R. D. Dupuis, “III–V semiconductor devices grown by metalorganic chemical vapor deposition—The development of the Swiss Army Knife for semiconductor epitaxial growth,” *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 41, no. 6, p. 060803, Dec. 2023, doi: 10.1116/6.0003062.
- [32] S. Krukovskiy *et al.*, “Properties of Low-Temperature GaAs Obtained by LPE Method for Terahertz Devices,” *Radioelectron. Commun. Syst.*, vol. 67, no. 8, pp. 430–437, Aug. 2024, doi: 10.3103/S0735272724080041.
- [33] K.-L. Choy, Ed., *Chemical vapour deposition (CVD): advances, technology, and applications*. in Series in materials science and engineering, no. 22. Boca Raton London New York: CRC Press, 2019. doi: 10.1201/9780429342363.
- [34] E. Gastellóu *et al.*, “Brief Review of Growth Techniques for Obtaining of III-V Semiconductor Compounds,” *EJENG*, vol. 4, no. 9, pp. 17–21, Sep. 2019, doi: 10.24018/ejeng.2019.4.9.1477.
- [35] A. C. Jones and M. L. Hitchman, *Chemical vapour deposition: precursors, processes and applications*. Cambridge, UK: Royal Society of Chemistry, 2009.
- [36] E. Wang, H. Zhang, X. Xie, L. Xie, L. Bian, and G. Chen, “AlN Thin Films Grown on Different Substrates by Metal Nitride Vapor Phase Epitaxy,” *Cryst. Res. Technol.*, vol. 58,

no. 3, p. 2200196, Mar. 2023, doi: 10.1002/crat.202200196.

- [37] S. J. C. Irvine and P. Capper, Eds., *Metalorganic vapor phase epitaxy (MOVPE): growth, materials properties, and applications*. in Wiley series in materials for electronic & optoelectronic applications. Hoboken, NJ Chichester, West Sussex: Wiley, 2020.
- [38] H. M. Manasevit, “Single-crystal gallium arsenide on insulating substrates,” *Applied Physics Letters*, vol. 12, no. 4, pp. 156–159, Feb. 1968, doi: 10.1063/1.1651934.
- [39] A. Sherman, *Chemical vapor deposition for microelectronics: Principles, technology, and applications*. in Materials science and process technology series. Park Ridge, N.J: Noyes Publ, 1987.
- [40] G. B. Stringfellow, Ed., *Organometallic vapor-phase epitaxy: theory and practice*, 2nd ed. San Diego: Academic Press, 1999.
- [41] P. Rudolph, T. F. Kuech, and T. Nishinga, *Handbook of crystal growth*, 2nd rev. ed. Amsterdam: Elsevier, 2015.
- [42] G. Wahl, “Hydrodynamic description of CVD processes,” *Thin Solid Films*, vol. 40, pp. 13–26, Jan. 1977, doi: 10.1016/0040-6090(77)90099-2.
- [43] H. O. Pierson, *Handbook of chemical vapor deposition*, 2nd ed. in Materials science and process technology series. Norwich, NY: Noyes Publications, 1999.
- [44] P. Lee, D. McKenna, D. Kapur, and K. F. Jensen, “MOCVD in inverted stagnation point flow,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 77, no. 1–3, pp. 120–127, Sep. 1986, doi: 10.1016/0022-0248(86)90291-5.
- [45] P. M. Frijlink, J. L. Nicolas, and P. Suchet, “Layer uniformity in a multiwafer MOVPE reactor for III–V compounds,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 107, no. 1–4, pp. 166–174, Jan. 1991, doi: 10.1016/0022-0248(91)90451-A.
- [46] M. R. Leys, C. Van Opdorp, M. P. A. Vieggers, and H. J. Talen-Van Der Mheen, “Growth of multiple thin layer structures in the GaAs-AlAs system using a novel VPE reactor,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 68, no. 1, pp. 431–436, Sep. 1984, doi: 10.1016/0022-0248(84)90445-7.

- [47] U. W. Pohl, *Epitaxy of semiconductors: physics and fabrication of heterostructures*, Second edition. in Graduate Texts in Physics. Cham: Springer, 2020.
- [48] G. Koster and A. J. H. M. Rijnders, Eds., *In situ characterization of thin film growth*. in Woodhead Publishing in materials. Cambridge, UK: Woodhead Pub, 2011.
- [49] N. Nedelcu, *Thin Films: Processes and Characterization Techniques*, 1st ed. Cham: Springer International Publishing AG, 2023.
- [50] G. Bauer and W. Richter, *Optical Characterization of Epitaxial Semiconductor Layers*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1996. doi: 10.1007/978-3-642-79678-4.
- [51] D. J. Dumin, “Electrical Properties of Silicon Films Grown Epitaxially on Sapphire,” *Journal of Applied Physics*, vol. 38, no. 4, pp. 1909–1914, Mar. 1967, doi: 10.1063/1.1709782.
- [52] C. J. Dell’Oca, “Nondestructive Thickness Determination of Polycrystalline Silicon Deposited on Oxidized Silicon,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 119, no. 1, p. 108, 1972, doi: 10.1149/1.2404113.
- [53] A. J. SpringThorpe and A. Majeed, “Epitaxial growth rate measurements during molecular beam epitaxy,” *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*, vol. 8, no. 2, pp. 266–270, Mar. 1990, doi: 10.1116/1.584824.
- [54] K. A. Snail and C. M. Marks, “*In situ* diamond growth rate measurement using emission interferometry,” *Applied Physics Letters*, vol. 60, no. 25, pp. 3135–3137, Jun. 1992, doi: 10.1063/1.106747.
- [55] F. G. Boebel *et al.*, “*In situ* film thickness and temperature control of molecular beam epitaxy growth by pyrometric interferometry,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 150, pp. 54–61, May 1995, doi: 10.1016/0022-0248(95)80180-K.
- [56] F. H. Yang, “Modern metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) reactors and growing nitride-based materials,” in *Nitride Semiconductor Light-Emitting Diodes (LEDs)*, Elsevier, 2014, pp. 27–65. doi: 10.1533/9780857099303.1.27.
- [57] F. G. Boebel and H. Moller, “Simultaneous *in situ* measurement of film thickness and

- temperature by using multiple wavelengths pyrometric interferometry (MWPI),” *IEEE Trans. Semicond. Manufact.*, vol. 6, no. 2, pp. 112–118, May 1993, doi: 10.1109/66.216929.
- [58] F. G. Böbel *et al.*, “Pyrometric interferometry for real time molecular beam epitaxy process monitoring,” *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 12, no. 2, pp. 1207–1210, Mar. 1994, doi: 10.1116/1.587045.
- [59] F. G. Boebel, B. Hertel, H. Moller, W. Preiss, and G. Ritter, “Real time, in situ measurement of film thickness with reflexion supported pyrometric interferometry (RSPI),” in *Proceedings of 1994 IEEE/SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference and Workshop (ASMC)*, Cambridge, MA, USA: IEEE, 1994, pp. 311–315. doi: 10.1109/ASMC.1994.588285.
- [60] Z. H. Zhou, H. Kim, and R. Reif, “Real-time Monitoring and Control of Silicon Epitaxy Using Emission Fourier Transform Infrared Spectroscopy,” *MRS Proc.*, vol. 324, p. 365, 1993, doi: 10.1557/PROC-324-365.
- [61] A. Voronko *et al.*, “Specifics of Designing an Infrared Pyrometer-Reflectometer for Semiconductor Heterostructure Fabrication,” *Bull. Kyiv Polytech. Inst. Ser. Instrum. Mak.*, no. 67(1), pp. 25–30, Jun. 2024, doi: 10.20535/1970.67(1).2024.306723.
- [62] S. Adachi, *Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors*. Chichester, U.K: Wiley, 2009. doi: 10.1002/9780470744383.
- [63] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP*, 1st ed. Wiley, 1992. doi: 10.1002/352760281X.
- [64] S. Adachi, *The Handbook on optical constants of metals: in tables and figures*. Singapur Hackensack, NJ London Beijing Shanghai Hong Kong Taipei Chennai: World Scientific, 2012. doi: 10.1142/8479.
- [65] S. Adachi, *Optical Properties of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Materials and Fundamental Principles*. New York, NY: Springer, 1999.

- [66] S. Adachi, *Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, 1st ed. Wiley, 2005. doi: 10.1002/0470090340.
- [67] E. D. Palik and G. Ghosh, *Handbook of optical constants of solids*. San Diego: Academic Press, 1998.
- [68] M. J. Weber, *Handbook of optical materials*. in Laser and optical science and technology series. Boca Raton: CRC Press, 2003.
- [69] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, “Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, pp. 5815–5875, Jun. 2001, doi: 10.1063/1.1368156.
- [70] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 1st ed. Wiley, 2006. doi: 10.1002/0470068329.
- [71] A. Voronko, D. Novikov, O. Voloshyn, O. Belkevych, and D. Verbitskiy, “Development Features of Metrological Equipment for Monitoring the Growth of III- V Heterostructures using MOCVD,” in *2024 IEEE 42nd International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, Kyiv, Ukraine: IEEE, May 2024, pp. 337–340. doi: 10.1109/ELNANO63394.2024.10756924.
- [72] D. P. DeWitt and G. D. Nutter, *Theory and practice of radiation thermometry*. New York [etc.]: J. Wiley & sons, 1988.
- [73] A. Voronko and D. Novikov, “Dependence of temperature determination accuracy on the bandwidth of the interference filter in optical pyrometry systems,” *Bull. Kyiv Polytech. Inst. Ser. Instrum. Mak.*, no. 65(1), pp. 52–57, Jun. 2023, doi: 10.20535/1970.65(1).2023.283332.
- [74] A. Voronko and D. Novikov, “Progression of epitaxial wafers as a key factor of innovative growth of the complex semiconductor market,” in *XXIII Int. Sci. and Pract. Conf. Development of Entrepreneurship as a Factor of National Economic Growth*, Kyiv, Ukraine, Dec. 2024, pp. 115–115. [Online]. Available: <https://conf-keip.kpi.ua/article/view/317783>

- [75] V. G. Verbitskiy, A. O. Voronko, L. M. Korolevych, D. V. Verbitskiy, and D. O. Novikov, “Matrix of Photosensitive Elements for Determining the Coordinates of the Source of Optical Radiation,” *J. Nano- Electron. Phys.*, vol. 13, no. 4, pp. 04029-1-04029–6, 2021, doi: 10.21272/jnep.13(4).04029.
- [76] D. O. Novikov, A. O. Voronko, M. S. Solodkyi, and V. S. Antonyuk, “p-i-n Photodiode with a p⁺ Guard Ring,” *J. Nano- Electron. Phys.*, vol. 17, no. 5, pp. 05018-1-05018–6, 2025, doi: 10.21272/jnep.17(5).05018.
- [77] J. G. Graeme, *Photodiode amplifiers: op amp solutions*. Boston, Mass: McGraw Hill, 1996.
- [78] J. Hartmann, J. Fischer, U. Johannsen, and L. Werner, “Analytical model for the temperature dependence of the spectral responsivity of silicon,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, no. 7, p. 942, Jul. 2001, doi: 10.1364/JOSAB.18.000942.
- [79] A. Ferrero, J. Campos, A. Pons, and A. Corrons, “New model for the internal quantum efficiency of photodiodes based on photocurrent analysis,” *Appl. Opt.*, vol. 44, no. 2, p. 208, Jan. 2005, doi: 10.1364/AO.44.000208.
- [80] C. Schinke *et al.*, “Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon,” *AIP Advances*, vol. 5, no. 6, p. 067168, Jun. 2015, doi: 10.1063/1.4923379.
- [81] M. A. Green, “Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 92, no. 11, pp. 1305–1310, Nov. 2008, doi: 10.1016/j.solmat.2008.06.009.
- [82] R. Soref and B. Bennett, “Electrooptical effects in silicon,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 1, pp. 123–129, Jan. 1987, doi: 10.1109/JQE.1987.1073206.
- [83] J. Geist, E. F. Zalewski, and A. R. Schaefer, “Spectral response self-calibration and interpolation of silicon photodiodes,” *Appl. Opt.*, vol. 19, no. 22, p. 3795, Nov. 1980, doi: 10.1364/AO.19.003795.
- [84] S. C. Baker-Finch, K. R. McIntosh, D. Yan, K. C. Fong, and T. C. Kho, “Near-infrared

- free carrier absorption in heavily doped silicon,” *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 6, p. 063106, Aug. 2014, doi: 10.1063/1.4893176.
- [85] A. Voronko, D. Novikov, and O. Shymanovskyi, “Temperature Drift of Silicon Photodiode Spectral Sensitivity,” *Radioelectron. Commun. Syst.*, vol. 66, no. 2, pp. 74–84, Feb. 2023, doi: 10.3103/S073527272302005X.
- [86] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Vienna: Springer Vienna, 1984. doi: 10.1007/978-3-7091-8752-4.
- [87] S. Li and Y. Fu, *3D TCAD Simulation for Semiconductor Processes, Devices and Optoelectronics*. New York, NY: Springer New York, 2012. doi: 10.1007/978-1-4614-0481-1.
- [88] Yong-Seog Oh and D. E. Ward, “A calibrated model for trapping of implanted dopants at material interface during thermal annealing,” in *International Electron Devices Meeting 1998. Technical Digest (Cat. No.98CH36217)*, San Francisco, CA, USA: IEEE, 1998, pp. 509–512. doi: 10.1109/IEDM.1998.746409.
- [89] A. Voronko, D. Novikov, D. Verbitskiy, O. Voloshyn, and O. Belkevych, “Analysis of the structure of interference coatings for the optimization of the parameters of narrowband optical filters,” *Bull. Kyiv Polytech. Inst. Ser. Instrum. Mak.*, no. 68(2), pp. 18–23, Dec. 2024, doi: 10.20535/1970.68(2).2024.318177.
- [90] S. Larouche and L. Martinu, “OpenFilters: open-source software for the design, optimization, and synthesis of optical filters,” *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 13, p. C219, May 2008, doi: 10.1364/AO.47.00C219.
- [91] B. T. Sullivan and J. A. Dobrowolski, “Implementation of a Numerical Needle Method for Thin Film Design,” in *Optical Interference Coatings*, Tucson, Arizona: Optica Publishing Group, 1995, p. MB14. doi: 10.1364/OIC.1995.MB14.
- [92] C. Tarrio and S. E. Schnatterly, “Optical properties of silicon and its oxides,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no. 5, p. 952, May 1993, doi: 10.1364/JOSAB.10.000952.
- [93] M. Fernández-Perea *et al.*, “Optical constants of evaporation-deposited silicon monoxide

- films in the 7.1–800 eV photon energy range,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 11, p. 113505, Jun. 2009, doi: 10.1063/1.3123768.
- [94] H. Rinnert, M. Vergnat, and G. Marchal, “Structure and optical properties of amorphous SiO_x thin films prepared by co-evaporation of Si and SiO,” *Materials Science and Engineering: B*, vol. 69–70, pp. 484–488, Jan. 2000, doi: 10.1016/S0921-5107(99)00276-7.
- [95] D. Nesheva, I. Bineva, Z. Levi, Z. Aneva, T. Merdzhanova, and J. C. Pivin, “Composition, structure and annealing-induced phase separation in SiO_x films produced by thermal evaporation of SiO in vacuum,” *Vacuum*, vol. 68, no. 1, pp. 1–9, Oct. 2002, doi: 10.1016/S0042-207X(02)00266-X.
- [96] G. Pérez and J. M. Sanz, “Infrared characterisation of evaporated SiO thin films,” *Thin Solid Films*, vol. 416, no. 1–2, pp. 24–30, Sep. 2002, doi: 10.1016/S0040-6090(02)00720-4.
- [97] L. Šimurka, R. Čtvrtlík, J. Tomašík, G. Bektaş, J. Svoboda, and K. Bange, “Mechanical and optical properties of SiO₂ thin films deposited on glass,” *Chem. Pap.*, vol. 72, no. 9, pp. 2143–2151, Sep. 2018, doi: 10.1007/s11696-018-0420-z.
- [98] C.-C. Lee and S.-L. Ku, “Optical and structural properties of SiO_x films from ion-assisted deposition,” *Thin Solid Films*, vol. 518, no. 17, pp. 4804–4808, Jun. 2010, doi: 10.1016/j.tsf.2010.01.039.
- [99] K. Streubel, N. Linder, R. Wirth, and A. Jaeger, “High brightness AlGaInP light-emitting diodes,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, no. 2, pp. 321–332, Apr. 2002, doi: 10.1109/2944.999187.
- [100] S. Adachi, “GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1–x}As: Material parameters for use in research and device applications,” *Journal of Applied Physics*, vol. 58, no. 3, pp. R1–R29, Aug. 1985, doi: 10.1063/1.336070.
- [101] H.-J. Lee, J.-Y. Park, L.-K. Kwac, and J. Lee, “Improvement of Near-Infrared Light-Emitting Diodes’ Optical Efficiency Using a Broadband Distributed Bragg Reflector with

an AlAs Buffer,” *Nanomaterials*, vol. 14, no. 4, p. 349, Feb. 2024, doi: 10.3390/nano14040349.

- [102] S. Illek, C. Jung, R. Windisch, H. Zull, and K. Streubel, “High power LEDs for visible and infrared emission,” presented at the Integrated Optoelectronic Devices 2006, K. P. Streubel, H. W. Yao, and E. F. Schubert, Eds., San Jose, CA, Feb. 2006, p. 613401. doi: 10.1117/12.661559.

ДОДАТКИ

ДОДАТОК А Список публікацій здобувача за темою дисертації:

Праці, в яких опубліковано основні результати дисертації

1. V.G. Verbitskiy, V.S. Antonyuk, A.O. Voronko, L.M. Korolevych, D.O. Verbitskiy, and D.O. Novikov, «Matrix of Photosensitive Elements for Determining the Coordinates of the Source of Optical Radiation,» J. Nano- Electron. Phys., Volume 13, Year 2021, Number 4 (2021). [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(4\).04029](https://doi.org/10.21272/jnep.13(4).04029). *(Стаття у періодичних виданнях, включених до переліку наукових фахових видань України та проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: досліджено алгоритм визначення координат випромінювання; V.G. Verbitskiy: проведено рецензування та редагування; V.S. Antonyuk: проаналізовано характеристики визначення напрямку; A.O. Voronko: розроблено та проаналізовано топології позиційно-чутливих матриць фоточутливих елементів; L.M. Korolevych: проведено візуалізацію отриманих даних; D.O. Verbitskiy: проведено статистичний аналіз похибки визначення положення для плям різної конфігурації).*
2. А. О. Воронько і Д. О. Новіков, «Залежність точності визначення температури від ширини смуги пропускання інтерференційного фільтра в системах оптичної пірометрії,» Вісник Київського політехнічного інституту. Серія Приладобудування, вип. 65(1), с. 52–57, Черв. 2023, [https://doi.org/10.20535/1970.65\(1\).2023.283332](https://doi.org/10.20535/1970.65(1).2023.283332). *(Стаття у періодичному науковому фаховому виданні категорії Б). (Особистий внесок автора: проаналізовано вплив FWHM інтерференційного фільтра на точність визначення температури; А. О. Воронько: визначено необхідні значення FWHM для застосування в оптоелектронній пірометричній системі з компенсацією випромінювання).*
3. A. Voronko, D. Novikov, and O. Shymanovskyi, «Temperature Drift of Silicon Photodiode Spectral Sensitivity,» Radioelectron. Commun. Syst., vol. 66, pp. 74-84, Apr. 2024.

<https://doi.org/10.3103/S073527272302005X>. (Стаття у періодичних виданнях, проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: досліджено аналітичну модель температурної залежності ампер-ватної чутливості кремнієвих фотодіодів; А. Voronko: виміряно оптоелектронні характеристики виготовлених фотодіодів; О. Shymanovskiy: проведено аналіз технологічного процесу та виготовлено зразки).

4. A. Voronko, D. Novikov, D. Verbitskiy, M. Chmyr, O. Voloshyn, O. Belkevych, and M. Holubets, «Specifics of designing an infrared pyrometer-reflectometer for semiconductor heterostructure fabrication,» *Bull. Kyiv Polytech. Inst. Ser. Instrum. Mak.*, no. 67(1), pp. 25–30, Jun. 2024. [https://doi.org/10.20535/1970.67\(1\).2024.306723](https://doi.org/10.20535/1970.67(1).2024.306723). (Стаття у періодичному науковому фаховому виданні категорії Б). (Особистий внесок автора: досліджено схему підсилення та оптоелектронні характеристики; А. Voronko: досліджено схему колімації випромінювання; D. Verbitskiy: досліджено динамічні характеристики; М. Chmyr: досліджено ампер-ватну чутливість; О. Voloshyn: досліджено температурний коефіцієнт чутливості; О. Belkevych: досліджено спектральну яскравість світлодіодів; М. Holubets: проведено візуалізацію даних).

5. A. Voronko, D. Novikov, D. Verbitskiy, and O. Voloshyn, «Analysis of the structure of interference coatings for the optimization of the parameters of narrowband optical filters,» *Bull. Kyiv Polytech. Inst. Ser. Instrum. Mak.*, no. 68(2), pp. 18–23, Dec. 2024. [https://doi.org/10.20535/1970.68\(2\).2024.318177](https://doi.org/10.20535/1970.68(2).2024.318177). (Стаття у періодичному науковому фаховому виданні категорії Б). (Особистий внесок автора: промодельовано оптичні характеристики розроблених фільтрів; А. Voronko: проведено оптимізацію інтерференційної структури; D. Verbitskiy: досліджено математичну модель оптичних властивостей тонких плівок; О. Voloshyn: проведено візуалізацію даних).

6. S. Krukovskiy, M. Vakiv, Y. Yashchyshyn, V. Arikov, A. Voronko, D. Novikov, D. Verbitskii, and O. Kryvets, «Properties of Low-Temperature GaAs Obtained by LPE Method for Terahertz Devices,» *Radioelectron. Commun. Syst.*, vol. 67, pp. 430–437, Aug. 2025. <https://doi.org/10.3103/S0735272724080041>. (Стаття у періодичних виданнях,

проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: визначено товщину епітаксійних шарів; S. Krukovskiy: оптимізовано вміст диспрозю та алюмінію; M. Vakiv: виготовлено зразки; Ye. Yashchyshyn: виміряно спектри відбиття та пропускання; V. Arikov: досліджено профілі розподілу концентрації електронів; A. Voronko: досліджено профілі розподілу рухливості електронів; D. Verbitskii: досліджено залежність питомого опору; O. Kryvets: проведено візуалізацію даних).

7. D. O. Novikov, M. S. Kukurudziak, A. O. Voronko, M. S. Solodkyi, and V. S. Antonyuk, «p-i-n Photodiode with a p⁺ Guard Ring,» *J. Nano- Electron. Phys.*, vol. 17, no. 5, p. 05018, Oct. 2025. [https://doi.org/10.21272/jnep.17\(5\).05018](https://doi.org/10.21272/jnep.17(5).05018). (Стаття у періодичних виданнях, проіндексованих у Scopus). (Особистий внесок автора: промодельовано розподіл легуючої домішки; Mykola S. Kukurudziak: виготовлено зразки; Andriy O. Voronko: досліджено оптоелектронні характеристики, Dmytro P. Koziarskyi: досліджено електрофізичні характеристики; Ivan P. Koziarskyi: досліджено динамічні характеристики).

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

8. A. Voronko, D. Novikov, O. Belkevych, O. Voloshyn, and D. Verbitskiy, “Development Features of Metrological Equipment for Monitoring the Growth of III-V Heterostructures using MOCVD,” in *Proc. 2024 IEEE 42nd Int. Conf. Electron. Nanotechnol. (ELNANO)*, Kyiv, Ukraine, May 13–16, 2024, pp. 337–340, <https://doi.org/10.1109/ELNANO63394.2024.10756924>. (Особистий внесок автора: встановлено залежності між характеристиками компонентів та точністю вимірювання; A. Voronko: проаналізовано температурний дрейф характеристик; O. Belkevych: досліджено спектральну яскравість світлодіодів; O. Voloshyn: проведено візуалізацію даних; D. Verbitskiy: досліджено динамічні характеристики).

9. A. O. Voronko and D. O. Novikov, “Error sources in a pyrometric system for controlling the parameters of A3B5 heterostructures during epitaxial growth,” in *Inf. Technol.: Sci., Eng., Technol., Educ., Health: Abstracts of the 31st Int. Sci.-Pract. Conf. MicroCAD-*

2023, Kharkiv, Ukraine, May 17–20, 2023, pp. 445. [Online]. Available: <https://repository.kpi.kharkov.ua/items/36de400e-ae34-49d4-82cb-9da5a8b432e6>.

(Особистий внесок автора: систематизовано джерела похибок у пірометричній системі; А. О. Voronko: проведено обговорення результатів).

10. A. Voronko and D. Novikov, “Progression of epitaxial wafers as a key factor of innovative growth of the complex semiconductor market,” presented at the *XXIII Int. Sci. and Pract. Conf. Development of Entrepreneurship as a Factor of National Economic Growth*, Kyiv, Ukraine, Dec. 2024, pp. 115–115. [Online]. Available: <https://conf-keip.kpi.ua/article/view/317783> (Особистий внесок автора: систематизовано розвиток ринку підкладок; А. О. Voronko: проведено обговорення результатів).

11. M. Vakiv, S. Krukovskyi, V. Arikov, A. Voronko, D. Novikov, and D. Verbitskiy, “Investigation of the Properties of Low-Temperature GaAs Doped with Rare Earth and Isovalent Elements Obtained by the LPE Method,” in *Abstr. Int. Conf. Innovative Materials and NanoEngineering (IMNE’2024)*, Dovgoluka, Ukraine, Sept. 13–16, 2024, p. 39. [Online]. Available: <https://ena.lpnu.ua/items/e2bf1c4b-000e-44b2-bc3f-c008bc52a2bf>. (Особистий внесок автора: визначено товщину епітаксійних шарів; М. Vakiv: виготовлено зразки; S. Krukovskyi: оптимізовано вміст диспрозію та алюмінію; V. Arikov: досліджено профілі розподілу концентрації електронів; А. Voronko: досліджено профілі розподілу рухливості електронів; D. Verbitskiy: досліджено залежність питомого опору).

12. М. Кукурудзяк, Д. Новіков, А. Воронько, Ю. Семенюк «р-і-п фотодіод для моніторингу процесів газофазної епітаксії» *X Всеукраїнська науково-практична конференція «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп’ютерних систем» MEICS-2025*, 26-28 листопада 2025 р., м. Дніпро, Україна. [Online]. Available: <http://meics.dnure.dp.ua/files/MEICS-2025.pdf>. (Особистий внесок автора: промодельовано розподіл легуючої домішки; М. Кукурудзяк: виготовлено зразки; А. Воронько: досліджено оптоелектронні характеристики; Ю. Семенюк: досліджено динамічні характеристики).