

УДК: 681.7

ЗАЛЕЖНІСТЬ ТОЧНОСТІ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ВІД ШИРИНИ СМУГИ ПРОПУСКАННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНОГО ФІЛЬТРА В СИСТЕМАХ ОПТИЧНОЇ ПІРОМЕТРІЇ

Воронько А. О., Новіков Д. О.

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Email: a7@ukr.net, deniss1608@gmail.com

До загальних проблем для всіх реакторів технології газозафазної епітаксії з металоорганічних сполук АЗВ5 відносяться великі градієнти температур в реакторі, що спричиняють виникнення петель конвекції, високу швидкість газових потоків, що може призвести до турбулентності, замість очікуваного ламінарного потоку, та потребу в хорошій однорідності та прецизійності контролю температури поверхні напівпровідникової пластини. Оскільки процес осадження для багатьох складних напівпровідникових пристроїв (таких як інфрачервоні лазерні діоди або біполярні транзистори з гетеропереходом) надзвичайно чутливий до температури, для отримання якісних гетероструктур з відтворюваними параметрами необхідна система прецизійного контролю температури процесу на поверхні пластини безпосередньо в зоні осадження.

У даній статті описані особливості процесу епітаксійного росту в реакторах ГФЕ МОС, а також висвітлено завдання, які постають перед системою контролю температури. Досліджується доцільність використання системи пірометрії з компенсацією випромінювання порівняно з методами вимірювання за допомогою термопари та класичної пірометрії. В даній системі перетворення вхідного оптичного сигналу в пропорційний на виході струм здійснюється за допомогою чутливого фотоелемента, а саме – кремнієвого фотодіода. Вибір діапазону довжин хвиль випромінювання обумовлений оптичними параметрами напівпровідникових підкладок та сполук, що осаджуються. Отриманий спектр для вимірювань досягається за допомогою використання в системі інтерференційного фільтра.

Дослідження проводилося з метою визначення впливу ширини інтерференційного фільтра на точність визначення реальної температури пірометричної системи контролю з компенсацією випромінювальної здатності. Проаналізовано аналітичну залежність ширини та форми характеристики інтерференційного фільтра на значення величини корекції температури пірометричних систем. На базі отриманих результатів сформовані висновки щодо вибору оптимальної робочої довжини хвилі та ширини пропускання інтерференційного фільтра оптичної системи як компроміс між величиною похибки визначення та величиною оптичного сигналу. Отримані результати можна використовувати для розробки сучасних прецизійних пірометрів. **Ключові слова:** газозафазна епітаксія з металоорганічних сполук; ГФЕ МОС; пірометрія з компенсацією випромінювання; оптико-електронні системи контролю параметрів; інтерференційний фільтр.

Вступ

Ріст тонких плівок за допомогою хімічного осадження із парової фази (CVD) та молекулярно-променевої епітаксії (МВЕ) значно залежить від температури, тоді як для технології металоорганічного хімічного осадження із газової фази (МОСVD) контроль температури є надзвичайно важливим. Цей метод дозволяє отримати більш якісні напівпровідникові структури з мінімальною кількістю дефектів кристалічної решітки. Однак, необхідна для цього повторюваність температури процесу має бути не більше ніж $\pm 0,4$ °С.

Технологія ГФЕ МОС використовує високоактивні реагенти за високих температур.

Для максимальної чистоти в середовищі реактора не повинно бути речовин, що спричиняють паразитні хімічні реакції. Епітаксія відбувається за допомогою осадження реагентів на поверхню напів-

провідникової пластини. Для забезпечення ламінарності потоку, тримач пластин обертається з фіксованою швидкістю, що обумовлена конструкцією та параметрами реактора. Через інертність, неможливість вимірювання безпосередньо на поверхні пластини та дотримання чистоти реакції використання фізичних датчиків температури, таких як термопара, неможливе. Для контролю температури виробництво використовує оптичні методи контролю, зокрема, пірометрію. З її допомогою стає можливим безконтактне вимірювання температури поверхні пластини в реакторі. Однак, в процесі осадження оптичні властивості поверхні підкладки змінюються через присутність тонких епітаксціальних шарів. Тому, система контролю температури потребує оптичного методу контролю, що враховує цю особливість.

Для вирішення цієї задачі використовують метод пірометрії з компенсацією випромінювання, який полягає у вимірюванні не тільки потоку тепло-

вого випромінювання пластини, а ще й у додатковій компенсації відбивальної здатності поверхні пластини за допомогою рефлектометра для прецизійного визначення реальної температури. Залежно від задач та довжини хвилі, на якій відбувається вимірювання, в пірометричних системах з компенсацією випромінювання в якості чутливого елемента в більшості випадків використовується кремнієвий фотодіод, GaAs фотоприймач [1] або матрична збірка, яка крім визначення значення випромінювання поверхні пластини також дозволяє контролювати кризису [2]. Коефіцієнт відбиття підкладки R вимірюється за тої самої довжини хвилі, що і теплове випромінювання. Використовуючи співвідношення для оптично непрозорих тіл $\epsilon = 1 - R$, можна розрахувати спектральну випромінювальну здатність поверхні підкладки ϵ на основі вимірюваної спектральної відбивної здатності R . Це дозволяє постійно коригувати вимірне теплове випромінювання з урахуванням зміни коефіцієнта випромінювання поверхні [3]. Таким чином, можна точно виміряти температуру підкладки в режимі реального часу.

Постановка задачі

Задача полягає в аналізі та обґрунтуванні визначення впливу ширини інтерференційного фільтра на точність визначення реальної температури пірометричної системи контролю з компенсацією випромінювальної здатності.

Метою статті є знаходження оптимального значення ширини інтерференційного фільтра для пірометричного застосування, зокрема, для технології газозварної епітаксії з металоорганічних сполук АЗВ5.

Аналіз впливу ширини інтерференційного фільтра для пірометрії

Спектрально селективні фільтри використовуються у пірометрах для встановлення спектральної пропускну здатності оптичної системи. Розподіл коефіцієнта пропускання τ фільтра разом із спектральною чутливістю S_f детектора випромінювання визначає спектральну чутливість приладу $R(\lambda)$ зазвичай потребують, щоб ширина фільтра $\Delta\lambda$ була якомога меншою, наскільки дозволяє динамічний діапазон фотоприймача, що пов'язаний із відношенням сигнал/шум. Ідеальний фільтр має пропускну здатність, що дорівнює одиниці ($\tau = 1$) в усій смузі пропускання, та нуль ($\tau = 0$) за межами смуги пропускання, і не повинен змінювати стан поляризації переданого випромінювального потоку. Ці вимоги достатньо добре виконуються на практиці [4].

Інтерференційні фільтри складаються з прозорої підкладки, на яку нанесено кілька дуже тонких шарів (плівок) прозорих оптичних матеріалів. Товщина та показник заломлення матеріалів кожного з різних шарів обираються таким чином, щоб забезпечити помірно високу пропускну здатність τ в смузі

зі пропускання, але підвищене відбивання внаслідок конструктивної інтерференції в спектральній області по кожному боці від смуги пропускання.

Для аналізу залежності ширини інтерференційного фільтра на точність вимірювання застосовується поняття ефективної довжини хвилі λ_T [4 - 7]. Ефективна довжина хвилі є довжиною хвилі, за якої випромінювання, що випромінюється об'єктом, є найбільш інтенсивним. Вона використовується для визначення температури об'єкта з використанням закону Віна. Згідно з законом Віна, довжина хвилі, за якої випромінювання, що випромінюється абсолютно чорним тілом, найбільш інтенсивним, є обернено пропорційною до температури об'єкта. Інакше кажучи, чим гарячіше об'єкт, тим коротша довжина хвилі, за якої його випромінювання є найбільш інтенсивним. У більшості реальних об'єктів не є ідеальними чорними тілами, та їх спектри випромінювання можуть відрізнятися від ідеального випромінювача. Це означає, що ефективна довжина хвилі може точно не відповідати довжині хвилі, за якої випромінювання є найбільш інтенсивним, але її можна використовувати як наближення [8]. Для визначення ефективної довжини хвилі λ_T для об'єкта, спектральна світлова яскравість вимірюється в діапазоні довжин хвиль з подальшим визначенням довжини хвилі, за якої спектральна світлова яскравість максимальна:

$$\frac{1}{\lambda_T} = \frac{\int_{\lambda_0}^{\infty} L_b(\lambda, T) \tau(\lambda) S_f(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\infty} L_b(\lambda, T) \tau(\lambda) S_f(\lambda) d\lambda}$$

де L_b – спектральна яскравість АЧТ за певної температури T , $\tau(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт пропускання фільтра, $S_f(\lambda)$ – спектральна чутливість фотоприймача.

Важливим також є врахування форми та ширини смуги пропускання смугового фільтра оптичної системи, оскільки це впливає на ефективну довжину хвилі, що залежить від температури об'єкта вимірювання. Дослідимо та порівняємо два типи фільтрів: фільтр з ідеально квадратною смугою пропускання, тобто $\tau = \tau_{\max}$ в межах смуги пропускання та $\tau = 0$ поза смугою пропускання, та фільтр зі смугою пропускання у вигляді розподілу Гауса. Зміна ширини смуги пропускання виражена у відсотках від центральної довжини хвилі в діапазоні від 0,5 до 5%. Обернена залежність ефективної довжини хвилі λ від оберненої довжини температури T має лінійний характер [9].

З рис. 1. видно, 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.

Лінійна залежність між ефективною довжиною хвилі та температурою є бажаною через її математичну простоту, тобто її можна повністю охарактеризувати двома константами. Це, в свою

чергу, спрощує процедуру калібрування та подальше використання ефективної довжини хвилі на практиці [10-11].

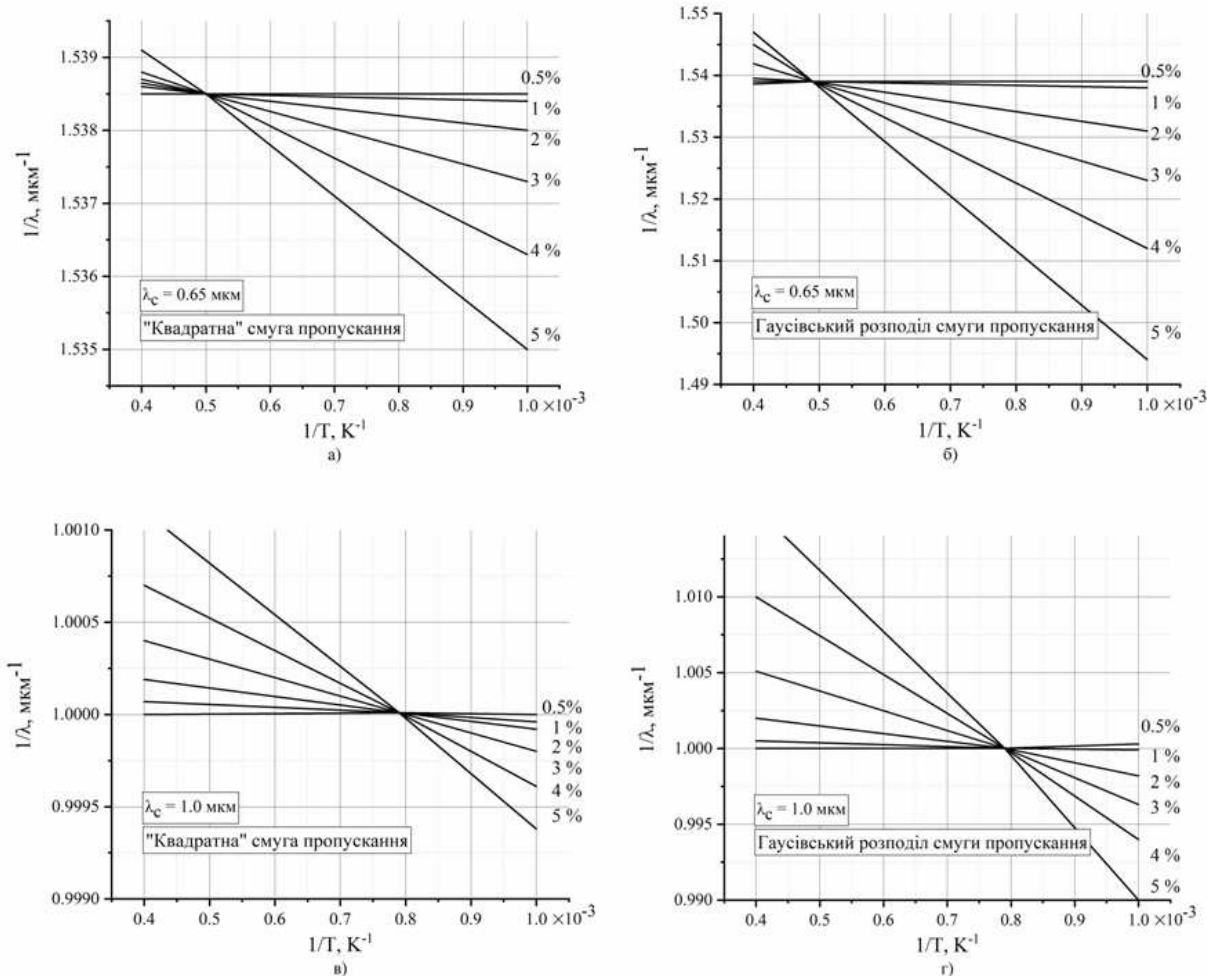


Рис. 1. Обернена залежність ефективної довжини хвилі від оберненої температури тіла для фільтра: а) з $\lambda_c=0,65$ мкм та ідеально «квадратною» смугою пропускання; б) з $\lambda_c=0,65$ мкм та смугою пропускання в формі Гауса; в) з $\lambda_c=1,0$ мкм та ідеально «квадратною» смугою пропускання; г) з $\lambda_c=1,0$ мкм та смугою пропускання в формі Гауса. Ширина смуги пропускання виражена у відсотках від центральної довжини хвилі λ_c

Важливо зазначити, що ефективна довжина хвилі λ_T може відрізнитись залежно від емісійної здатності об'єкта та умов вимірювання, тому необхідно калібрувати пірометр для конкретного застосування та об'єкта, температура якого вимірюється.

Оптоелектронна система пірометра з компенсацією випромінювання

В якості чутливого елемента в досліджуваній системі контролю використовується кремнієвий фотодіод.

Величина теплового випромінювання, що потрапляє на чутливу область фотоприймача пропорційна величині оптичного сигналу, що пропускається інтерференційним фільтром, та ампер-ватній спектральній чутливості фотодіода. Тому, для порогового діапазону детектування приладу існує компро-

міс між підтриманням достатньої сили оптичного сигналу для співвідношення сигнал/шум кремнієвого фотодіода та необхідністю підтримання ширини інтерференційного фільтра $\Delta\lambda$ якомога меншим для зменшення похибок вимірювань.

В умовах реальних вимірювань значення сигналів L та R неможливо виміряти при одній довжині хвилі, куті та поляризації. Замість цього вимірювання відбувається в певному діапазоні довжин хвиль, кутів і станів поляризації.

Вимірні сигнали теплового випромінювання s та відбиття r визначаються, як:

$$s = \int_{\Delta\lambda, \Delta\theta, \Delta\sigma} f(\lambda, \theta, \sigma)L(\lambda, \theta, \sigma, T)d\lambda d\theta d\sigma, \quad (1)$$

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

де $\Delta\lambda$ – діапазон довжин хвиль, $\Delta\theta$ – діапазон кутів вимірювання, $\Delta\sigma$ – діапазон станів поляризації, що охоплені в процесі вимірювання, f та g – функції відтук пірометра.

Якщо діапазони досить великі, розрахунок температури за допомогою оберненого рівняння Планка неможливий. Насправді, використання інверсії рівняння Планка справедливе лише за умови $\Delta\lambda = \Delta\theta = 0$ та при ідеальній поляризації, що, звичайно, неможливо досягти на практиці [12]. Однак, за умови вимірювань перпендикулярно до поверхні пластини, значення інструментальних функцій f та g близькі до δ -функції, що дозволяє використовувати формулу Віна, яка є апроксимацією формули Планка для розрахунку температури за умови калібрування приладу за допомогою абсолютно чорного тіла:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{cal}} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{s(1-R_{cal})}{s_{cal}(1-R)}, \quad (2)$$

де T_{cal} – відома температура калібрування, s_{cal} – відомий сигнал при калібруванні, R_{cal} – відомий коефіцієнт відбиття поверхні.

Проаналізуємо вплив значення ширини смуги пропускання для пірометричної системи з компенсацією випромінювання.

На рис. 2. порівнюється спектральна залежність смугового фільтра з напівшириною 50 нм з добутком цього фільтра на спектральну криву енергетичної яскравості абсолютно чорного тіла L_b температурою 550 °С.

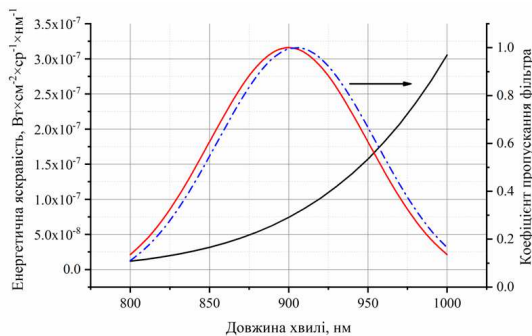


Рис. 2. Чорна лінія – розподіл енергетичної яскравості АЧТ за температури 550 °С, червона лінія – функція розподілу гаусівського інтерференційного фільтра з центральною довжиною 900 нм та шириною 50 нм, синя лінія – нормалізований розподіл добутку інтерференційного фільтра на розподіл енергетичної яскравості

Пірометричний сигнал отримується за допомогою рівняння (1) шляхом вимірювання добутку розподілу інтерференційного фільтра на енергетичну яскравість абсолютно чорного тіла кремнієвим фотодіодом та подальшою обробкою сигналу із розрахунком реальної температури [13 - 14]. Однак, як видно на рис. 2, форма спектральної енергетичної яскравості призводить до того, що більша частина оптичного сигналу проходить крізь більш довгохви-

льову частину фільтра. Користуючись рівнянням (2) для відкаліброваного пірометра за температури 550 °С, при вимірюванні поверхні абсолютно чорного тіла температурою 800 °С, отримано розраховане значення 798,02 °С.

Використовуючи метод корекції наближення ефективної довжини хвилі та рівняння (2), для отримання точного значення температури 800 °С необхідне використання фільтра з центральною довжиною 905,5 нм замість 900 нм. Однак, дане наближення необхідно проводити для кожного зі значень температури. Для об'єктів, що є сірими тілами з відомим значенням випромінювальної здатності ϵ , метод наближення ефективної довжини хвилі дозволяє проводити вимірювання в широкому спектральному діапазоні, тим самим забезпечуючи достатній рівень оптичного сигналу та точність вимірювань. Однак, наявність тонких плівок унеможливує використання методу наближення ефективної довжини хвилі для технології газозфазної епітаксії з металоорганічних сполук. Спектральні особливості, викликані інтерференцією в тонких плівках, складним чином впливають на сигнал та ускладнюють розрахунок корекції.

Досліджуючи значення похибки вимірювання температури залежно від ширини смуги пропускання інтерференційного фільтра, можна сказати, що найоптимальнішим є значення ширини смуги пропускання фільтра в 10 нм. Користуючись рівнянням (2), отримане значення температури становить 799,92 °С при поверхні чорного тіла з температурою 800 °С, пірометром відкаліброваним за температури 550 °С. Таким чином, можна вважати, що похибки визначення температури в системі пірометрії з компенсацією випромінювання з смуговим фільтром шириною 10 нм досить малі, щоб можна було ігнорувати складності вимірювання, пов'язані з апроксимацією ефективної довжини хвилі та досягти необхідної точності, що вимагається технологією.

Висновки

В роботі було розглянуто процес епітаксійного росту в реакторах ГФЕ МОС та умови, що поставлені перед системою контролю температури особливостями процесу.

Через обертання тримача напівпровідникових пластин в реакторі, зміну оптичних властивостей поверхні пластин через наявність тонких епітаксійних шарів, що зростають, та вимогу до прецизійності визначення температури поверхні пластин, було проаналізовано метод пірометрії з компенсацією випромінювання. Цей метод дозволяє проводити вимірювання з необхідною точністю та контролювати температуру поверхні всіх пластин в процесі осадження в реальному часі.

Аналіз величин точності визначення температури залежно від ширини інтерференційного фільтра проводився за допомогою методу ефективної наближення ефективної довжини хвилі λ_f . Аналіз

показав, що важливим також є врахування розподілу коефіцієнта пропускання фільтра τ . Було розглянуто 2 типи фільтрів: один зі смугою пропускання, що має коефіцієнт пропускання $\tau = 1$ в межах смуги, та фільтр з розподілом пропускання Гауса.

Залежність ефективної довжини хвилі від температури об'єкта, що досліджується у випадку фільтра з розподілом Гауса більша майже на порядок. Залежність є лінійною, а тому для вимірювань об'єктів, випромінювальна здатність ϵ яких добре відома, її можна використовувати як фактор корекції. Однак, розрахунок необхідно проводити для кожного значення температури.

У випадку застосування пірометрії в технології газофазної епітаксії, випромінювальна здатність поверхні пластини ϵ значно змінюється в процесі росту, що ускладнює розрахунок фактору корекції та унеможливає вимірювання в широкому діапазоні через інтерференційні ефекти в тонких плівках.

Дослідження показало, що найоптимальнішим значенням ширини інтерференційного фільтра для систем пірометрії з компенсацією випромінювання є ширина 10 нм. Це дозволяє ігнорувати складності вимірювання із дотриманням необхідної точності, що обумовлені технологією. Отримані результати можна використовувати для розробки сучасних прецизійних пірометричних систем.

Література

- [1] S. I. Krukovskiy, V. Arikov, A. O. Voronko and V. S. Antonyuk, "Features of Low-Temperature GaAs Formation for Epitaxy Device Structures", *Journal of Nano- and Electronic Physics*, vol. 14, no. 2, 02016, 2022, DOI: 10.21272/jnep.14(2).02016.
- [2] V. G. Verbitskiy, V. S. Antonyuk, 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," *Journal of Nano- and Electronic Physics*, vol. 13, no. 4, article 04029, Aug 2021, Doi: 10.21272/jnep.13(4).04029.
- [3] M. Belousov, B. Volf, J. C. Ramer, E. A. Armour, and A. Gurary, "In situ metrology advances in MOCVD growth of GaN-based materials," *Journal of Crystal Growth*, vol. 272, no. 1-4, pp. 94-99, Nov. 2004, DOI: 10.1016/j.jcrysgr.2004.08.080
- [4] E. K. Ejigu, "Simulating radiation thermometer temperature measurement error from the performance change of an interference filter due to polarization effect," *Measurement*, vol. 114, pp. 471-477, 2018. DOI: 10.1016/j.measurement.2017.08.003
- [5] P. B. Coates, "Wavelength Specification in Optical and Photoelectric Pyrometry," *Metrologia*, vol. 13, no. 1, pp. 1-5, 1977. DOI: 10.1088/0026-1394/13/1/002.
- [6] J. L. Gardner, "Effective wavelength for multicolor/pyrometry," *Applied Optics*, vol. 19(18), pp. 3088-3091, 1980. Doi: 10.1364/ao.19.003088.
- [7] M. Tischler, "High Accuracy Temperature and Uncertainty Calculation in Radiation Pyrometry," *Metrologia*, 17(2), 49-57, 1981. Doi: 10.1088/0026-1394/17/2/003.
- [8] J. Bezemer, "Spectral Sensitivity Corrections for Optical Standard Pyrometers," *Metrologia*, vol. 10, no. 2, pp. 47-52, 1974. Doi: 10.1088/0026-1394/10/2/002.
- [9] P. Saunders, and D. R. White, "Physical basis of interpolation equations for radiation thermometry," *Metrologia*, vol. 40, no. 4, pp. 195-203, 2003. DOI: 10.1088/0026-1394/40/4/309.
- [10] J. W. Hahn, and C. Rhee, "Interpolation Equation for the Calibration of Infrared Pyrometers," *Metrologia*, vol. 31, no. 1, pp. 27-32, 1994. DOI: 10.1088/0026-1394/31/1/005.
- [11] T. Sentenac, and R. Gilblas, "Noise effect on the interpolation equation for near infrared thermography," *Metrologia*, vol. 50, no. 3, pp. 208-218, 2013. DOI: 10.1088/0026-1394/50/3/208.
- [12] J. De Lucas, and J. J. Segovia, "Measurement and Analysis of the Temperature Gradient of Blackbody Cavities, for Use in Radiation Thermometry," *International Journal of Thermophysics*, vol. 39, is. 5, 2018. DOI: 10.1007/s10765-018-2384-1.
- [13] B. K. Tsai, and B. C. Johnson, "Evaluation of uncertainties in fundamental radiometric measurements," *Metrologia*, vol. 35, no. 4, pp. 587-593, 1998. DOI: 10.1088/0026-1394/35/4/63.
- [14] J. Campos, A. Corrons, A. Pons, P. Corredera, J. L. Fontecha and J. R. Jimenez, "Spectral responsivity uncertainty of silicon photodiodes due to calibration spectral bandwidth," *Measurement Science and Technology*, vol. 12, no. 11, pp. 1926-1931, 2001. DOI: 10.1088/0957-0233/12/11/323.

UDC: 681.7

A. O. Voronko, D. O. Novikov

National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, Ukraine

DEPENDENCE OF TEMPERATURE DETERMINATION ACCURACY ON THE BANDWIDTH OF THE INTERFERENCE FILTER IN OPTICAL PYROMETRY SYSTEMS

Some general issues common to all reactors for gas-phase epitaxy of A3B5 metal-organic compounds include large temperature gradients in the reactor, leading to the formation of convection loops, high gas flow rates that can result in

turbulence instead of the expected laminar flow, and the need for good uniformity and precision in temperature control of the semiconductor substrate surface. Since the deposition process for many complex semiconductor devices (such as infrared laser diodes or heterojunction bipolar transistors) is highly temperature-dependent, a system for precise temperature control of the process at the substrate surface directly in the deposition zone is necessary to obtain high-quality heterostructures with reproducible parameters.

This article describes the features of the epitaxial growth process in MOCVD reactors, as well as highlights the tasks facing the temperature control system. The feasibility of using a radiation compensation system is explored in comparison to measurement methods using a thermocouple and classical pyrometry. Transformation of the input optical signal into a proportional output current in this system is performed by a sensitive photodetector, namely a silicon photodiode. The selection of the wavelength range of the radiation is determined by the optical parameters of the semiconductor substrates and compounds used in the system. The measurement spectrum is determined by the parameters of the interference filter in the system.

The research was conducted to determine the effect of the interference filter width on the accuracy of determining the real temperature of a pyrometric control system with radiation compensation. The dependence of the interference filter characteristic width and shape on the correction value of the temperature of pyrometric systems after calibration is analyzed. Based on the results obtained, recommendations are made for selecting the optimal working wavelength and interference filter bandwidth of the optical system as a compromise between the determination error and the magnitude of the optical signal. The results can be used for the design of modern precision pyrometric systems.

Keywords: metalorganic chemical vapour deposition; MOCVD; emissivity-compensated pyrometry; optoelectronic systems for monitoring parameters; interference filter.

*Надійшла до редакції
06 квітня 2023 року*

*Рецензовано
02 травня 2023 року*



© 2023 Copyright for this paper by its authors.
Use permitted under Creative Commons License Attribution 4.0 International (CC BY 4.0).