

О.В. МЕЛЬНИЧУК,¹ Н.О. КОРСУНСЬКА,² Л.Ю. МЕЛЬНИЧУК,¹
Л.Ю. ХОМЕНКОВА,^{2,3} Є.Ф. ВЕНГЕР²

¹ Ніжинський державний університет імені Миколи Гоголя
(Вул. Графська, 2, Ніжин 16600; e-mail: tov310310@gmail.com)

² Інститут фізики напівпровідників імені В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03028)

³ Національний університет "Києво-Могилянська академія"
(Вул. Г. Сковороди, 2, Київ 04070)

З'ЯСУВАННЯ УМОВ ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ПОЛЯРИТОНІВ У КЕРАМІЦІ $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ МЕТОДОМ ПОРУШЕНОГО ПОВНОГО ВНУТРІШНЬОГО ВІДБИВАННЯ

УДК 539

Уперше для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ теоретично з'ясовано умови збудження поверхневих поляритонів та побудовано поверхню порушеного повного внутрішнього відбивання $I(\nu)/I_0(\nu)$, яка являє собою тривимірне подання коефіцієнта пропускання в ІЧ-діапазоні спектра. Визначено його залежність від частоти і кута падіння випромінювання. Для одержання оптичних і електрофізичних параметрів кераміки, необхідних для розрахунків, виміряні спектри зовнішнього ІЧ-відбивання. З них одержано відповідні параметри методом дисперсійного аналізу. Продемонстровано можливість досліджень резонансної взаємодії оптичних фононів та плазмонів. Отримані результати добре узгоджуються з відомими в літературі даними.

Ключові слова: (Mg,Zn)O, твердий розчин, оптичні властивості, інфрачервона спектроскопія, дисперсійний аналіз коефіцієнта відбивання.

1. Вступ

У зв'язку з інтенсивним розвитком нано- та оптоелектроніки в останні десятиліття одним із актуальних напрямків сучасної фізики напівпровідників та діелектриків залишається визначення оптичних та електрофізичних властивостей оптично-ізотропних та оптично-анізотропних матеріалів і структур за допомогою неруйнівних методів, до яких відносяться методи спектроскопії інфрачервоного (ІЧ) відбивання та порушеного повного внутрішнього відбивання (ППВВ). В останньому випадку можуть збуджуватися поверхневі хвилі, в

яких енергія розповсюджується вздовж поверхні [1, 2]. При цьому ширина діапазону, в якому розповсюджуються ці хвилі, залежить від кута падіння ІЧ-випромінювання.

У попередніх роботах авторів [3, 4] було показано, що дослідження умов збудження поверхневих хвиль дозволяє одержати інформацію про елементарні збудження різного типу (зокрема, фонони та плазмони) та їх взаємодію (фонон-фононну, електрон-фононну і електрон-електронну) та визначити оптичні і електрофізичні параметри зразка. Крім того, досліджуючи залежність цих параметрів від кута падіння ІЧ-випромінювання, можна виявляти неоднорідність за товщиною приповерхневої області зразка, а також досліджувати тонкі багатопарові структури.

© О.В. МЕЛЬНИЧУК, Н.О. КОРСУНСЬКА,
Л.Ю. МЕЛЬНИЧУК, Л.Ю. ХОМЕНКОВА,
Є.Ф. ВЕНГЕР, 2022

Комплексний аналіз властивостей поверхневих поляритонів (ПП), а також зв'язки їх параметрів з характеристиками приповерхневих областей твердотільних середовищ розширюють можливість вивчення різних фізичних процесів поблизу поверхні, що може бути використано для створення пристроїв твердотільної електроніки. Наприклад, на основі поверхневих поляритонів можна розробляти модулятори та оптичні дефлектори ІЧ-випромінювання [5].

Оксид цинку та тверді розчини на його основі демонструють низку унікальних властивостей, які зумовлюють високий потенціал їх застосування в електроніці, медицині, фотоніці, детекторах випромінювання тощо. Матеріали на основі ZnO можуть бути використані як прозорі електроди, детектори ультрафіолетового, рентгенівського та гамма-випромінювання, газові датчики, п'єзоелектричні перетворювачі, варистори, світлодіоди, каталізатори [6]. Додавання магнію призводить до збільшення забороненої зони, що дозволяє зсунути робочий діапазон лазерів, світлодіодів та фотодетекторів у бік глибшого ультрафіолету. Можливість зміни оптичних та електрофізичних властивостей за рахунок вмісту магнію у потрійних сполуках $Mg_xZn_{1-x}O$ розширює межі їх застосування [7–9].

Залежно від співвідношення концентрацій Mg і Zn потрійні сполуки $Mg_xZn_{1-x}O$ можуть бути як із гексагональною кристалічною структурою (вюрцит), так і з кубічною. Привабливістю дослідження потрійних сполук $Mg_xZn_{1-x}O$ з діапазоном Mg^{2+} від $x = 0$ до $x = 0,2$ є збереження гексагональної ґратки та прояв оптично-анізотропних властивостей в ІЧ-діапазоні спектра.

Однак, незважаючи на широкі перспективи використання сполук $Mg_xZn_{1-x}O$ дослідження їх властивостей методами поляритонної спектроскопії відсутні.

Метою досліджень було отримання оптичних параметрів кераміки $Mg_xZn_{1-x}O$ з умістом магнію $x = 0,2$ методом зовнішнього ІЧ-відбивання у широкому спектральному діапазоні та з'ясування умов збудження поверхневих поляритонів.

2. Аналіз спектрів зовнішнього ІЧ-відбивання $Mg_xZn_{1-x}O$

Для отримання оптичних параметрів $Mg_xZn_{1-x}O$ неруйнівним методом ІЧ-спектроскопії у широкому

спектральному діапазоні та з'ясування можливості збудження поверхневих фононних поляритонів у кераміці методом ППВВ використовувалися зразки кераміки з вмістом магнію 20%, одержані спіканням порошків ZnO і MgO. Цей склад був вибраний у відповідності до граничної розчинності MgO в ZnO (коли за термодинамічних умов формується переважно гексагональна фаза твердого розчину [10]).

Керамічні зразки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ одержувалися з суміші порошків ZnO і MgO, з яких формували таблетки при тиску $0,5 \text{ т/см}^2$. Після пресування таблетки відпалювалися на повітрі за температури $T_{\text{від}} = 1100 \text{ }^\circ\text{C}$ протягом 3-х годин і охолоджувалися разом із піччю. Для зменшення шорсткості поверхні кераміки використовувалося її механічне полірування.

Експериментальні спектри ІЧ-відбивання для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ вимірювалися за кімнатної температури за допомогою спектрофотометра з високою роздільною здатністю IRTracer-100 (Shimadzu, Японія) з приставкою дзеркального відбивання SRM-8000A за кута падіння світла збудження 10° у спектральному діапазоні $350\text{--}1000 \text{ см}^{-1}$. Як еталон було використано золоте дзеркало. Спектри записано з роздільною здатністю 1 см^{-1} .

Залежність величини діелектричної проникності від частоти в діапазоні взаємодії фононної та плазмонної підсистем описувалася виразом для $\varepsilon(\nu)$, що враховує затухання поперечних та поздовжніх оптичних фононів [3, 11]:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\nu) &= \varepsilon_{1j}(\nu) + i\varepsilon_{2j}(\nu) = \varepsilon_\infty + \varepsilon_{fj}(\nu) + \varepsilon_{pj}(\nu) = \\ &= \varepsilon_\infty \prod_j \frac{\nu_{LO,j}^2 - \nu^2 + i\gamma_{LO,j}\nu}{\nu_{TO,j}^2 - \nu^2 + i\gamma_{TO,j}\nu} - \frac{\nu_p^2 \varepsilon_\infty}{\nu(\nu + i\gamma_p)}, \end{aligned} \quad (1)$$

де ν_{LO} , ν_{TO} – частоти поперечного і поздовжнього оптичних фононів; γ_{TO} , γ_{LO} – коефіцієнти затухання поперечного і поздовжнього оптичного фонуна відповідно; γ_p і ν_p – коефіцієнт затухання та частота плазмового резонансу.

Моделювання спектрів ІЧ-відбивання кераміки $Mg_xZn_{1-x}O$ проведено за врахування внеску гексагональної і кубічної фаз. При розрахунку, як базові параметри фононної підсистеми $Mg_xZn_{1-x}O$, використовувалися значення, отримані авторами [11–14], які потім варіювалися під час моделювання експериментальних спектрів. Зазначимо, що

Таблиця 1. Параметри фононої підсистеми кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$

Орієнтація оптичної осі	Параметри фононої підсистеми					
	ν_{T1} (γ_{T1}) см ⁻¹	ν_{L1} (γ_{L1}) см ⁻¹	ν_{T2} (γ_{T2}) см ⁻¹	ν_{L2} (γ_{L2}) см ⁻¹	ν_{T3} (γ_{T3}) см ⁻¹	ν_{L3} (γ_{L3}) см ⁻¹
$E \perp C$	404,1 (13,8)	509 (20,4)	515,8 (17,7)	588 (85,5)	605,6 (70,7)	620,7 (15,4)
$E \parallel C$	379,8 (12)	504,7 (46,5)	510,3 (26,6)	563,2 (13,3)	579,2 (7,1)	591,6 (12)

плазмон-фононна взаємодія найчіткіше проявляється у спектрах ГЧ-відбивання твердих розчинів за концентрації вільних носіїв заряду, що задовольняє умову $\nu_{LO} \leq \nu_p$ [15, 16].

Діелектричну проникність вважали складною, коли ангармонійну взаємодію фононої та плазмонної підсистем враховано в уявній формі. Врахування ангармонійності призводить до появи у виразі для $\epsilon(\nu)$ комплексного коефіцієнта затухання, дійсна частина якого відповідає ангармонійному затуханню фононів $\gamma_{TO}(\nu)$, а уявна частина визначає ангармонійний зсув частоти $\Delta(\nu)$ [1]. Для отримання інформації про електричні та оптичні характеристики кераміки з ГЧ-спектрів відбивання використано метод дисперсійного аналізу [3, 17].

На рис. 1 наведено експериментальний (точки 1) та розрахункові (лінії 2 і 3) спектри ГЧ-відбивання $R(\nu)$ для зразка $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$. Крива 3 відповідає розрахунковому спектру зовнішнього ГЧ-відбивання у діапазоні від 0 до 1000 см⁻¹ за відсутності затухання у фононій підсистемі. Розрахункові параметри фононої підсистеми представлені у табл. 1. Як випливає з рисунка, для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ характерні три ділянки (402–508, 515–588 і 607–620 см⁻¹) з максимальним коефіцієнтом відбивання $R(\nu) = 1,0$ і відповідно частоти 509, 599 і 686, де $R(\nu) = 0$. Спектр відбивання $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ кераміки демонструє мінімум в інтервалі 507–511 см⁻¹, що відповідає LO -фонону гексагональної фази твердого розчину.

Як випливає з рисунка, для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ характерні три ділянки 402–508, 515–588 і 607–620 см⁻¹ з максимальним коефіцієнтом відбивання $R(\nu) = 1,0$ і відповідно частоти 509, 599 і 686 см⁻¹, для яких $R(\nu) = 0$. Спектр відбивання кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ демонструє мінімум в інтервалі 507–511 см⁻¹, що відповідає LO -фонону гексагональної фази твердого розчину.

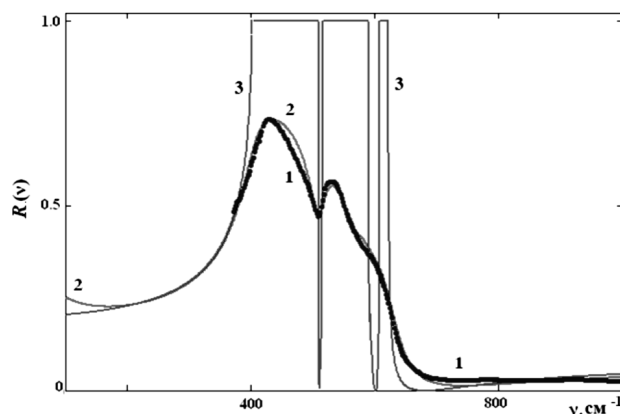


Рис. 1. Експериментальні дані ГЧ-відбивання (1) та відповідні теоретичні спектри (2, 3) для зразка $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$, відпаленого за температури 1100 °С

Як показано в роботах [3, 14–17], зміна концентрації вільних носіїв заряду суттєво впливає на коефіцієнт відбивання у високочастотній смужі “залишкових променів” оксиду цинку та оксиду магнію 600–1500 см⁻¹, тоді як шорсткість поверхні впливає на коефіцієнт відбивання в проміжку частот 400–600 см⁻¹. Це дозволяє безпосередньо за спектрами ГЧ-відбивання відрізнити вплив шорсткості поверхні від впливу концентрації носіїв заряду на коефіцієнт відбивання.

Порівняння експериментальних спектрів ГЧ-відбивання від поверхні кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ (точки 1, рис. 1) і розрахункових (лінія 2, рис. 1) показує, що вони дуже близькі між собою. Отже, параметри, подані в табл. 1 [11], та вказані математичні вирази для багатоосциляторної моделі [3] з високою точністю моделюють $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$.

Параметри плазмонної підсистеми $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$, отримані методом дисперсійного аналізу, становлять $\nu_p = 320$ см⁻¹ та $\gamma_p = 610$ см⁻¹, що відповідає концентрації $n_0 = 1,50 \cdot 10^{18}$ см⁻³, ру-

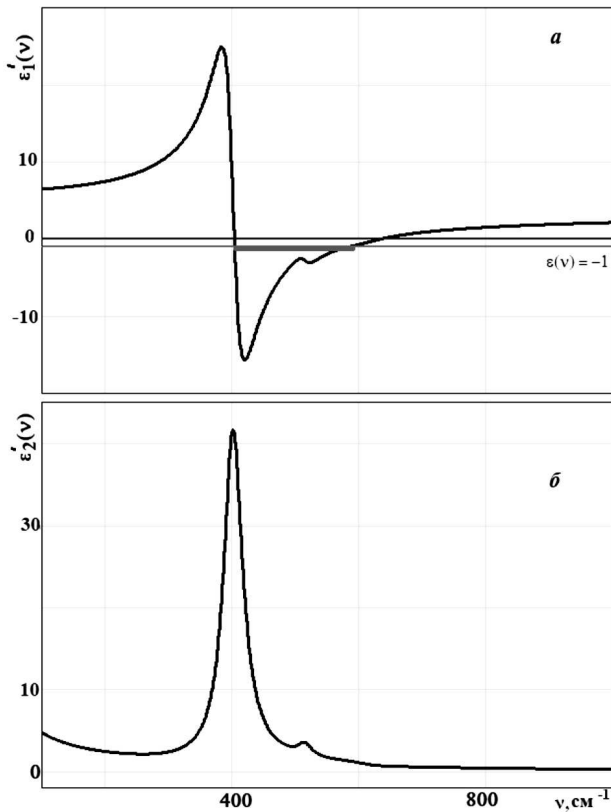


Рис. 2. Залежність дійсної $\varepsilon'_1(\nu)$ (а) та уявної $\varepsilon'_2(\nu)$ (б) частин діелектричної проникності від частоти для $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ за орієнтації $E \perp C$. Жирною лінією вздовж осі абсцис на рис. (а) показано частотне “вікно”, в якому можливе існування поверхневих фонових поляритонів на межі повітря–кераміка

хливості $\mu = 23,8 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ та провідності $\sigma = 57,5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Залежність діелектричної проникності від частоти $\varepsilon(\nu)$ в діапазоні взаємодії фонових та плазмонної підсистем визначено за допомогою виразу (1), який враховує коефіцієнти затухання поперечних та поздовжніх оптичних фонових [3].

3. З'ясування можливості збудження поверхневих фонових поляритонів у кераміці $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ методом ППВВ

У даній частині роботи теоретичні дослідження поверхневих поляритонів проводилися з урахуванням коефіцієнта поглинання кераміки $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ в ГЧ-діапазоні спектра. На рис. 2 показано розра-

ховані дійсну та уявну частини діелектричної проникності $\varepsilon(\nu)$ згідно з параметрами, отриманими методом дисперсійного аналізу спектра зовнішнього ГЧ-відбивання зразка $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$, наведеного на рис. 1.

Розрахунок для кераміки $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ проведено в актуальному діапазоні частот. Жирними лініями вздовж осі абсцис показано частотне “вікно”, в якому можливе існування поверхневих фонових поляритонів відповідно на межі повітря–кераміка $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ [1, 3]. Під час моделювання враховано взаємодію ГЧ-випромінювання з фоновною і плазмовою підсистемами цієї кераміки.

Як видно з рис. 2, у разі кераміки $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ діапазони аномальної дисперсії містяться в частотних проміжках, де твердий розчин є поверхнево-активним: 402–582 та 607–620 см^{-1} .

Використовуючи метод ППВВ, з'ясуємо особливості розповсюдження ПП у гексагональній структурі $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ за орієнтації $E \perp C$ відносно поверхні та хвильового вектора ПП. Будемо вважати, що твердий розчин $\text{Mg}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{O}$ з діелектричною проникністю $\varepsilon(\nu)$ знаходиться за умови $z < 0$ і межує з середовищем, що займає простір $z > 0$ (ізотропний) з діелектричною проникністю $\varepsilon_2 = 1$ (повітря). Електричний вектор E поверхневої хвилі розповсюджується у площині xy і експоненціально затухає вздовж осі z при віддаленні від межі поділу вказаних середовищ.

Розрахунок спектрів ППВВ проведено згідно з формулами, що враховують взаємодію ГЧ-випромінювання з фоновною та плазмовою підсистемами кераміки для випадку $E \perp C$ [1], за допомогою математичного редактора MathCad:

$$\frac{I(\nu, \varphi)}{I_0(\nu, \varphi)} := 1 - \frac{4p''(\nu, \varphi)}{(1 + p''(\nu, \varphi))^2 (p')^2}; \quad (2)$$

$$p'(\nu, \varphi) := \frac{\beta_2(\nu, \varphi)}{\beta_1(\nu, \varphi)} (1 - A(\nu, \varphi) B(\nu, \varphi));$$

$$A(\nu, \varphi) = 1 - \tanh(k_2(\nu, \varphi) d_3);$$

$$B(\nu, \varphi) = \left[\beta_2(\nu, \varphi) + \beta'(\nu, \varphi) \tanh(k_2(\nu, \varphi) d_3) / \right.$$

$$\left. / (\beta_2(\nu, \varphi) + \beta'(\nu, \varphi) \tanh(k_2(\nu, \varphi)))^2 + \right.$$

$$\left. + (\beta''(\nu, \varphi) \tanh(k_2(\nu, \varphi) d_3))^2 \right];$$

$$p''(\nu, \varphi) := \frac{\beta_2^2(\nu, \varphi)}{\beta_3(\nu, \varphi)};$$

$$\beta_1(\nu, \varphi) := \frac{\varepsilon_1}{k_1(\nu, \varphi)} = \beta' + i\beta'';$$

$$\beta_2(\nu, \varphi) := \frac{\varepsilon_2}{k_2(\nu, \varphi)};$$

$$\beta_3(\nu, \varphi) := \frac{\varepsilon_3(\nu, \varphi)}{ik_3(\nu, \varphi)};$$

$$k_i(\nu, \varphi) := \sqrt{(k_x^2(\nu, \varphi))^2 - q^2\varepsilon_i};$$

$$k_x(\nu, \varphi) := q\sqrt{\varepsilon_3} \sin(\varphi);$$

$$q := \frac{\omega}{c}.$$

Знаки $i = 1, 2, 3$ належать відповідно призмі ППВВ, вакуумному зазору товщиною d_3 , зразку $Mg_xZn_{1-x}O$; $\varepsilon_3(\nu)$ – діелектрична проникність кераміки, яка адитивно враховує внесок активних оптичних фононів ν_{TO} і плазмонів ν_p .

На рис. 3 наведено спектри порушеного повного внутрішнього відбивання для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ за орієнтації $E \perp C$. Спектри ППВВ на рис. 3, а розраховано відповідно при кутах падіння ГЧ-випромінювання у призмі ППВВ $\phi = 30\text{--}32^\circ$ (криві 1–3) за незмінної товщини зазору між зразком і призмою ППВВ для всіх спектрів $d_3 = 10,5$ мкм, а на рис. 3, б (криві 1–3) – при кутах падіння ГЧ-випромінювання у призмі ППВВ $\phi = 44\text{--}46^\circ$ за незмінної товщини зазору між зразком і призмою ППВВ для всіх спектрів $d_3 = 4,0$ мкм.

Подані на рис. 3 спектри ППВВ розраховано в діапазоні $200\text{--}1500$ cm^{-1} при скануванні за частотою та фіксованому куті падіння ГЧ-випромінювання в призмі ППВВ. При розрахунках спектрів ППВВ використано методику, наведену в роботах [1, 3]. Розрахункові параметри фонної підсистеми $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ подано у табл. 1.

У вказаних спектрах кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ спостерігається смуга поглинання $400\text{--}650$ cm^{-1} за p -поляризації, коли електричний вектор E знаходиться в площині падіння випромінювання xy . У спектрі звичайного поглинання така смуга відсутня [1, 3]. Смуга розміщена між частотами поперечного і поздовжнього оптичного фонуна у кераміці $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$, де $\varepsilon'_1(\nu) < 0$, що є необхідною умовою існування ПП. Як підтвердження поверхневої природи смуги, свідчить залежність положення і напівширини спектра від величини зазору між зразком і призмою ППВВ. У монографіях [1, 3] встановлено, що досить малий зазор між

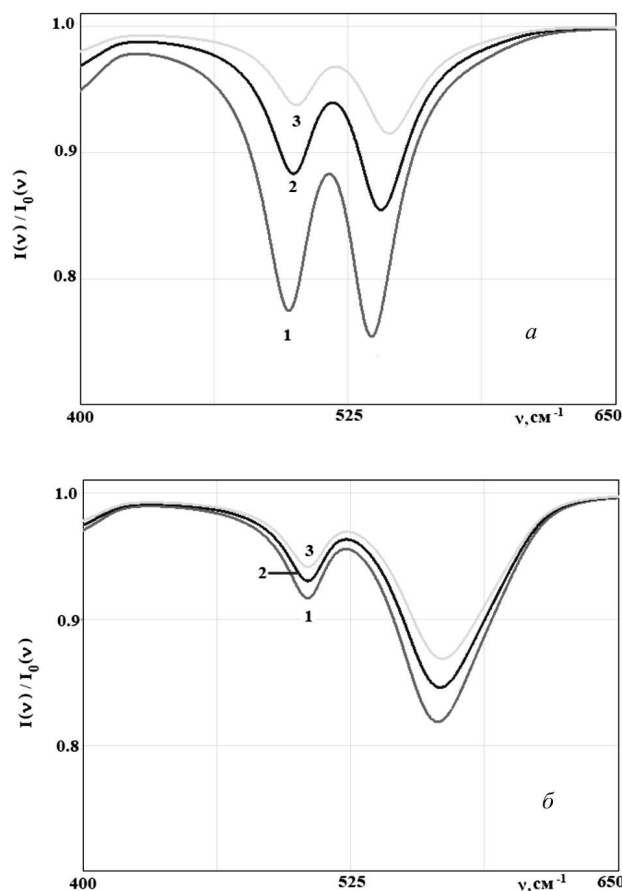


Рис. 3. Спектри ППВВ кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$: криві 1–3 за кутів $30, 31, 32^\circ$ (а); 1–3 – за кутів $44, 45, 46^\circ$ (б)

зразком і елементом ППВВ призводить до радіаційного розширення смуг поглинання. Тому оптимальна ширина зазору вибирається такою, щоб наявність призми ППВВ не впливала на спектр ПП, але зменшення коефіцієнта відбивання усе ще можна було б зареєструвати експериментально.

З рис. 3 видно, що в ГЧ-діапазоні спектра присутні два мінімуми, які за термінологією [1, 3] відповідають ПП “напівнескінченної” кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$. Поряд із вказаними чинниками у цих роботах було показано, що збільшення концентрації вільних носіїв зарядів проявляється у зміщенні мінімуму спектра ППВВ і його розширенні. Мінімуми спектрів досліджуваних зразків кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ на вказаних рисунках відповідають частотам ПП фонного типу, характерного для слабо легованої кераміки, тобто у спектрах ГЧ-відбивання та ППВВ не проявляється

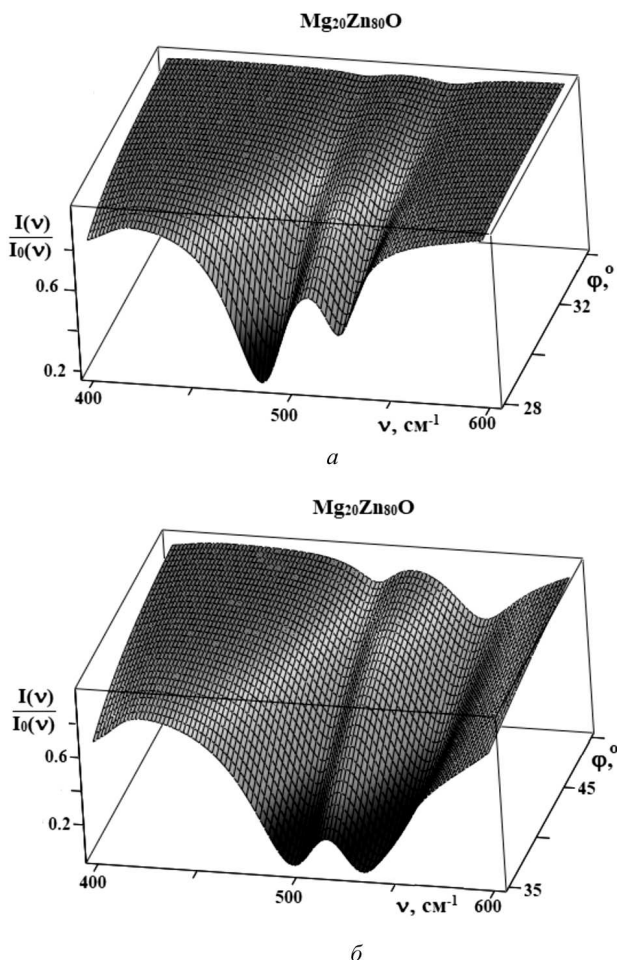


Рис. 4. Поверхня модифікованого ППВВ кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$: $\phi = 25-34^\circ$ (а), $\phi = 35-50^\circ$ (б)

Таблиця 2. Частоти мінімумів у спектрах ППВВ для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$

$\phi, ^\circ$	$d_s,$ мкм	$\nu_{min1},$ cm^{-1}	$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}$	$\nu_{min2},$ cm^{-1}	$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}$
30	10,5	497,3	77,4	535,8	75,3
31	10,5	499,4	88,3	540,7	85,4
32	10,5	501,3	93,7	545,5	91,5
44	4	505,0	91,6	565,7	81,8
45	4	505,5	93,0	566,6	84,5
46	4	505,6	94,1	567,4	86,8

плазмон-фононна взаємодія для керамічних зразків $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$, оскільки концентрації вільних носіїв заряду не задовольняють умову $\nu_{LO} \leq \nu_p$ [3, 10]. Варто зазначити, що для напівнескінченної

кераміки характерна одна межа поділу повітря-кераміка.

Згідно з рис. 3 у спектрах ППВВ кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ проявляються всі ті особливості, які експериментально спостерігалися нами для монокристалів ZnO , MgO і $6H-SiC$ [3, 15], а саме: зменшення інтенсивності смуги у разі збільшення кута падіння ГЧ-випромінювання, значне розширення спектра ПП в області “залишкових променів” у разі збільшення кута падіння ГЧ-випромінювання в призмі ППВВ, асиметрична форма і зсув мінімуму в спектрах у низькочастотний бік тощо. Підтвердженням того, що у кераміці $Mg_xZn_{1-x}O$ можуть збуджуватися поверхневі поляритони, є прояв мінімумів у спектрах ППВВ лише в p -поляризованому ГЧ-випромінюванні та належність діелектричної проникності до діапазону від’ємних значень (ділянка між частотами поперечного і подовжнього оптичного фонуна) (табл. 2).

Крім того, мінімум спектра ППВВ зсувається у високочастотну ділянку у разі збільшення кута падіння світла в призмі ППВВ і при зменшенні інтенсивності поглинання за незмінної величини зазору між призмою ППВВ та керамікою $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ [1, 3]. Під час розрахунку спектрів ППВВ величина зазору вибиралася такою, щоб значення коефіцієнта відбивання в області мінімуму було більше 0,7–0,8. У попередніх роботах [3] експериментально було показано, що у такому випадку радіаційне розширення зведено до мінімуму. Поглинання, що спостерігається у спектрах ППВВ на поверхні кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$, ми пов’язуємо з існуванням взаємодії світла з поверхневими оптичними коливаннями. Дійсно, отримані нами смуги поглинання на рис. 4 мають властивості, характерні для ПП у кераміці $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$. Смуги поглинання не можуть бути обґрунтовані поглинанням випромінювання домішками або дефектами у кераміці $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$, оскільки в цьому випадку не спостерігається значної дисперсійної залежності [1, 3].

Аналіз спектрів ПП для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$, яка складається з трьох поверхнево-активних ділянок, показав, що на межі повітря-кераміка може існувати два типи ПП, які проявляються в діапазоні $402-588\text{ cm}^{-1}$. Як впливає з рис. 3, для діапазону $607-620\text{ cm}^{-1}$, який також є поверхнево-активним, не виконується одна з умов існування ПП, а саме значення $\epsilon_1(\nu) < -1$. Подані на рис. 4 спектри ППВВ отримано при скануванні за часто-

тою ІЧ-випромінювання та фіксованому куті падіння у призмі ППВВ.

Однак, у роботах [1, 3] продемонстровано можливість розрахунку спектра ППВВ при скануванні за кутом падіння φ і фіксованому значенні частоти ν ІЧ-випромінювання. Кожен із перерахованих підходів має свої переваги і недоліки. Повніша інформація можлива для випадку розрахунку сімейства спектрів (поверхні порушеного повного внутрішнього відбивання), де охоплено усі можливі значення кутів $25\text{--}60^\circ$ (призма ППВВ виготовлена з KRS-5, показник заломлення $n_{\text{пр}} = 2,38$) і частоти ІЧ-випромінювання $200\text{--}1500\text{ см}^{-1}$.

Отже, слід зазначити, що проведені дослідження спектрів ППВВ на рис. 4 вказують на існування поверхневих поляритонів нерадіаційного типу в системі вакуум–кераміка $Mg_xZn_{1-x}O$, які розповсюджуються вздовж осі x і затухають у напрямку осі z з обох боків від межі поділу відповідно середовищ вакуум– $Mg_xZn_{1-x}O$. Указані електромагнітно-механічні коливання поляризовані в площині xz .

4. Поверхня ППВВ кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ в ІЧ-діапазоні спектра

Поверхня ППВВ являє собою тривимірне подання коефіцієнта пропускання зазначеної вище системи при скануванні за частотою і кутом падіння. За відсутності взаємодії випромінювання з поверхнею структури значення $I(\nu)/I_0(\nu) = 1$ у вказаній ділянці поверхня плоска, але за наявності збудження ПП в плівці або підкладці на поверхні $I(\nu)/I_0(\nu)$ проявляється ряд “ущелин” (рис. 4). Глибина “ущелин” залежить від параметрів системи, зокрема, величини зазору між напівциліндром ППВВ і зразком, частоти випромінювання, кута падіння. Частота мінімуму на поверхні відбивання відповідає частоті ПП. Підтвердженням існування ПП в $MgZnO$ є і той факт, що у разі збільшення кута падіння спостерігається зміщення частоти мінімуму в спектрах ППВВ у височастотний бік та зменшення “напівширини” спектра.

На рис. 4 показано поверхню ППВВ для керамічної структури $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ при скануванні відповідно за частотою в діапазоні $350\text{--}650\text{ см}^{-1}$ (рис. 4, а, б) і кутами падіння ІЧ-випромінювання в призмі ППВВ у межах $25\text{--}34^\circ$ (а) та $35\text{--}50^\circ$ (б). Величина зазору для спектрів ППВВ на рис. 4, а

становила $d_3 = 10,0$ мкм, а для спектрів ППВВ на рис. 4, б – $d_3 = 4,0$ мкм.

На рис. 4 чітко видно, що частоти мінімумів спектрів ППВВ для поверхневих поляритонів кераміки $Mg_xZn_{1-x}O$ у разі збільшення кута від 25 до 50° відповідно збільшуються від $497,3\text{ см}^{-1}$ (30°) до $570,1\text{ см}^{-1}$ (50°).

Урахування затухання оптичного фону призводить до утворення на поверхні ППВВ $I(\nu)/I_0(\nu)$ двох “ущелин” у діапазоні частот, що можуть бути зареєстровані експериментально під час запису спектрів ППВВ ПП при скануванні за кутами.

5. Висновки

Виміряно і змодельовано спектри ІЧ-відбивання кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ і визначено її оптичні та електричні характеристики. Встановлено умови збудження поверхневих поляритонів методом ППВВ у кераміці $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ та показано, що в області “залишкових променів” ZnO та MgO існують частотні “вікна”, в яких можливе збудження та розповсюдження поверхневих поляритонів фононного типу у кераміці $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$.

За допомогою математичного експерименту вказано частотні проміжки експериментального дослідження поверхневих поляритонів у кераміці $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ методом ППВВ: а) при скануванні за частотою при фіксованих кутах падіння ІЧ-випромінювання; б) при скануванні за кутом при фіксованих значеннях частоти. При цьому для кераміки $Mg_{0,2}Zn_{0,8}O$ використовувалися реальні дані параметрів осциляторів, отримані неруйнівним методом ІЧ-спектроскопії зовнішнього відбивання. Уперше отримано тривимірні поверхні відбивання для керамічних зразків $Mg_xZn_{1-x}O$, які можуть бути використані для аналізу експериментальних даних.

Оскільки характеристики ПП висвітлюють властивості приповерхневої області кристала, то дослідження ПП і, насамперед, їх дисперсійних залежностей може бути використано для безконтактного контролю стану поверхні кераміки, що актуально при створенні пристроїв твердотільної оптоелектроніки та інтегральної оптики.

Автори роботи вважають за приємний обов'язок подякувати Національному фонду досліджень України (грант № 2020.02/0380) за підтримку у

проведенні досліджень, а також усім захисникам України, завдяки яким стало можливим опублікування результатів досліджень.

1. Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Монография* (Наукова думка, 1989).
2. Е.А. Виноградов, Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев. Фонон-поляритонная спектроскопия ближнего поля как метод исследования оптических свойств наноплёнок. *Успехи физ. наук* **184**, 653 (2014).
3. І.В. Венгер, Є.Ф. Венгер, Л.Ю. Мельничук, О.В. Мельничук. *Анізотропія поверхневих плазмон-фононних поляритонів у монокристалах ZnO і 6H-SiC. Монографія* (Наукова думка, 2020).
4. A.V. Melnichuk. Investigation of surface polaritons in zinc oxide single crystals. *Functional Mater.* **5**, 25 (1998).
5. И.И. Буршта, Е.Ф. Венгер, А.В. Мельничук, Ю.А. Пасечник, А.П. Литуга. Способ модуляции электромагнитного излучения и устройство для его осуществления. Заявка на изобретение № 5000 180/25 от 13 августа 1991.
6. Ü. Özgür, D. Hofstetter, H. Morkoç. ZnO devices and applications: A review of current status and future prospects. *Proc. IEEE* **98**, 1255 (2010).
7. M. Suja, S.B. Bashar, B. Debnath, L. Su, W. Shi, R. Lake, J. Liu. Electrically driven deep ultraviolet MgZnO lasers at room temperature. *Sci Rep.* **7**, 2677 (2017).
8. A. Ohtomo, M. Kawasaki, T. Koida, K. Masubuchi, H. Koinuma, Y. Sakurai, Y. Yoshida, T. Yasuda, Y. Segawa. Mg_xZn_{1-x}O as a II-VI widegap semiconductor alloy. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2466 (1998).
9. T. Makino, Y. Segawa, A. Ohtomo, K. Tamura, H. Koinuma. Band gap engineering based on Mg_xZn_{1-x}O and Cd_yZn_{1-y}O films ternary alloy films. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1237 (2001).
10. O. Melnichuk, N. Korsunskaya, I. Markevich, V. Boyko, Yu. Polishchuk, Z. Tsybrii, L. Melnichuk, E. Venger, V. Kladko, L. Khomenkova. Peculiarities of specular infrared reflection spectra of ZnO-based ceramics. *Semicond. Phys. Quantum Electron. Optoelectron.* **24**, 390 (2021).
11. C. Bundesmann, A. Rahm, M. Lorenz, M. Grundmann, M. Schubert. Infrared optical properties of Mg_xZn_{1-x}O thin films (0 ≤ x ≤ 1): Long-wavelength optical phonons and dielectric constants. *J. Appl. Phys.* **99**, 113504 (2006).
12. Y. Jin, B. Zhang, Y. Shuming, Y. Wang, J. Chen, H. Zhang, C. Huang, C. Cao, H. Cao, R.P.H. Chang. Room temperature UV emission of Mg_xZn_{1-x}O films. *Solid State Commun.* **119**, 409 (2001).
13. A. Kaushal, D. Kaur. Effect of Mg content on structural, electrical and optical properties of Zn_{1-x}Mg_xO nanocomposite thin films. *Solar Energy Mater. Solar Cells.* **93**, 193 (2009).
14. J. Chen, W.Z. Shen. Long-wavelength optical phonon properties of ternary MgZnO thin films. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2154 (2003).
15. O.V. Melnichuk, L.Yu. Melnichuk, N.O. Korsunskaya, L.Yu. Khomenkova, Ye.F. Venger, I.V. Venger. Phonon-polariton excitations in MgZnO/6H-SiC structures. *Ukr. J. Phys.* **65**, 162 (2020).
16. O. Melnichuk, L. Melnichuk, N. Korsunskaya, L. Khomenkova, Ye. Venger. Surface polariton in optical-anisotropic Mg_xZnO_{1-x}/6H-SiC structures. *Functional Mater.* **27**, 559 (2020).
17. O. Melnichuk, L. Melnichuk, T. Torchynska, Ye. Venger, N. Korsunskaya, L. Khomenkova. Effect of plasmon-phonon interaction on the infrared reflection spectra of Mg_xZn_{1-x}O/Al₂O₃ structures. *J. Mater. Sci.: Mater. Electronics* **31**, 7559 (2020).

Одержано 16.04.22

O. Melnichuk, N. Korsunskaya,
L. Melnichuk, L. Khomenkova, Ye. Venger

ELUCIDATION OF CONDITIONS FOR EXCITATION OF SURFACE POLARITONS IN Mg_{0.2}Zn_{0.8}O CERAMICS USING THE DISTURBED TOTAL INTERNAL REFLECTION METHOD

Conditions for the excitation of surface polaritons in Mg_{0.2}Zn_{0.8}O ceramics have been theoretically analyzed for the first time, and the surface of the disturbed total internal reflection $I(\nu)/I_0(\nu)$ has been plotted, which is a three-dimensional representation of the transmission coefficient in the IR spectral interval. Its dependence on the frequency and incidence angle of radiation is determined. The external reflection IR spectra are measured to calculate the required optical and electrophysical parameters of ceramics using the method of dispersion analysis. The possibility of researching the resonant interaction between optical phonons and plasmons has been demonstrated. The obtained results are in good agreement with the literature data.

Keywords: (Mg,Zn)O, solid solution, optical properties, infrared spectroscopy, dispersion analysis, reflection coefficient.