

В.О. Мороженко

ПРОПУСКАННЯ, ВІДБИТТЯ ТА ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ МАГНІТООПТИЧНИХ РЕЗОНАТОРНИХ СТРУКТУР В ІНФРАЧЕРВОНОМУ ДІАПАЗОНІ СПЕКТРА: ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ЗАСТОСУВАННЯ (ОГЛЯД)

У статті наведено огляд теоретичних та експериментальних досліджень магнітооптичних ефектів у багатошарових і одношарових магнітооптичних резонаторних структурах в інфрачервоному діапазоні спектра. Увага приділена дослідженням впливу зовнішнього магнітного поля на спектральні та кутові залежності відбиття, пропускання та теплового випромінювання структур, розміщених у геометрії Фарадея відносно поля. Для розрахунків оптичних характеристик резонаторних структур у магнітному полі було розроблено теорію взаємодії випромінювання із структурою в умовах фарадеевського обертання площини поляризації світла. В результаті теоретичних досліджень встановлено, що обертання площини поляризації випромінювання в магнітному полі змінює умови багатопроменевої інтерференції в резонаторній структурі. Це призводить до істотних змін оптичних характеристик резонаторних структур, що проявляється в деформації інтерференційних картин як зовнішнього світла, так і власного теплового випромінювання. Відбувається розщеплення інтерференційних екстремумів на дві складові компоненти, що зміщуються в довгохвильову та короткохвильову області спектра. Як наслідок, у спектральних та кутових розподілах спостерігається ефект биття з амплітудною модуляцією осциляцій інтенсивності. Встановлено, що цей ефект спостерігається як для лінійно поляризованого, так і для неполяризованого світла. Теоретичні результати підтверджені експериментальними дослідженнями напівпровідникових одношарових резонаторів. В експериментах використовувались леговані напівпровідники групи $A^{III}B^V$ електронного типу. Завдяки низькому значенню ефективної маси електронів, вони мають високі магнітооптичні властивості за краєм фундаментального поглинання. На основі отриманих результатів зроблено висновок, що магнітооптичні резонаторні структури є перспективними об'єктами для створення на їх основі нових магнітокерованих оптичних пристроїв для середнього та дальнього інфрачервоного діапазону. Наведено приклади реалізації джерел випромінювання різного призначення, оптичних модуляторів та затворів. Також запропоновано нову методику встановлення параметрів магнітооптичного шару шляхом аналізу його спектрів у магнітному полі.

Ключові слова: ефект Фарадея, пропускання, відбиття, теплове випромінювання, магнітооптичні структури, інфрачервоний діапазон.

1. ВСТУП

В останні роки зростає інтерес до дослідження способів управління світлом з метою створення нових оптичних пристроїв. Особлива увага приділяється композиційним метаматеріалам та резонаторним структурам, оптичні властивості яких зумовлені не стільки властивостями складових його елементів, скільки штучно створеною періодичною структурою. Інтерференційні ефекти в таких об'єктах зумовлюють їх селективні властивості відносно довжини хвилі, напрямку поширення й поляризації світла. Використання у складі резонаторних структур магнітооптичної речовини дозволяє змінювати умови поширення світла і динамічно впливати на їх характеристики шляхом прикладання зовнішнього магнітного поля. Вплив магнітного поля на оптичні параметри досліджувались у моношарових резонаторах [1-4], у 1D [5-12], 2D [12-18] та 3D [12,19-21] магнітофотонних кристалах і в оптичних структурах Тамма [22-24]. На основі структур $Bi:YIG$ було запропоновано низку магнітооптичних пристроїв для управління світлом видимого та ближнього інфрачервоного діапазону [5, 11-14, 18].

З урахуванням важливості розвитку інфрачервоної техніки, метою наукових робіт, що описані нижче, було дослідити вплив магнітного поля на пропускання, відбиття та випромінювальну здатність магнітооптичних резонаторних структур (МОРС) в середньому та дальньому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні та запропонувати ІЧ пристрої нового покоління на їх основі. Для розширення спектрального діапазону в дослідженнях використовуватись

леговані напівпровідники групи $A^{III}B^V$ електронного типу. Завдяки низькому значенню ефективної маси електронів такі напівпровідники мають високі магнітооптичні властивості за краєм фундаментального поглинання та можуть забезпечити необхідний ефект.

2. ТЕОРЕТИЧНИЙ РОЗГЛЯД ПОШИРЕННЯ СВІТЛА У МАГНІТООПТИЧНІЙ РЕЗОНАТОРНІЙ СТРУКТУРІ

На рис. 1 показано загальну схему одновимірної магнітооптичної резонаторної структури та поширення світла в ній. МОРС складається з двох непоглинаючих дзеркал з коефіцієнтами відбиття R_1 і R_2 та магнітооптичного середовища між ними. Дзеркала розташовані на відстані d . Середовище характеризується ізотропним у відсутності магнітного поля комплексним показником заломлення $\tilde{n} = n + i\chi$ ($\chi \ll n$). Структура розташована в зовнішньому магнітному полі H так, що H перпендикулярне до поверхні резонатора.

Нехай неполяризована хвиля з довжиною λ та інтенсивністю I_0 падає на МОРС під кутом θ_1 (див. рис. 1). Оскільки падаюча хвиля неполяризована, вона містить однакові кількості лінійно поляризованих компонентів з будь-якими площинами поляризації. Поширюючись у резонаторі, хвиля заломлюється, відбивається назад в об'єм і розпадається на низку когерентних між собою вторинних хвиль j_ξ ($\xi = 0, 1, 2, \dots$). Їх когерентність визначається когерентністю їх відповідних лінійно поляризованих компонентів. Коли світло перетинає МОРС, площини поляризації лінійно поляризованих компонентів повертаються. Це показано на вставках рис. 1.

Для обчислень оптичних параметрів МОРС використовувався матричний метод багатопробного підсумовування з урахуванням ефекту Фарадея [25]. Вектор електричного поля довільної лінійно поляризованої компоненти падаючої хвилі визначається таким чином [26]:

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \begin{bmatrix} \cos(\beta) \\ \sin(\beta) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

де β є азимутом компоненти. Часова залежність \mathbf{E}_0 опущена. Поширення лінійно поляризованих компонентів у МОРС описується такими матрицями:

$$\mathbf{R}_1 = \begin{bmatrix} r_1^{(s)} & 0 \\ 0 & -r_1^{(p)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R}_2 = \begin{bmatrix} r_2^{(s)} & 0 \\ 0 & -r_2^{(p)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}_1 = \begin{bmatrix} t_1^{(s)} & 0 \\ 0 & t_1^{(p)} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{T}_2 = \begin{bmatrix} t_2^{(s)} & 0 \\ 0 & t_2^{(p)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \cos(\varphi) & \sin(\varphi) \\ -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{bmatrix} e^{ik_z d}, \quad (2)$$

де індекси (s) і (p) означають поляризацію у площині падіння та перпендикулярно до неї відповідно, $k_z = (2\pi/\lambda)\sqrt{\tilde{n}^2 - \sin^2(\theta_1)}$, φ – кут Фарадея, $r_{1,2}^{(s),(p)}$ і $t_{1,2}^{(s),(p)}$ є відповідно амплітуди відбиття та пропускання першого та другого дзеркала для s - і p -поляризації. У випадку одношарового резонатора (плоскопаралельна пластина або шар з магнітооптичної речовини) $r_{1,2}^{(s),(p)}$ і $t_{1,2}^{(s),(p)}$ описуються формулами Френеля. У випадку резонатора із багатшаровими дзеркалами $r_{1,2}^{(s),(p)}$ і $t_{1,2}^{(s),(p)}$ розраховуються за відомим методом матриць проходження. Матриці $\mathbf{R}_{1,2}$ є матрицями відбиття від дзеркал 1 та 2, $\mathbf{T}_{1,2}$ – матриці проходження крізь дзеркала 1 та 2, \mathbf{F} – матриця проходження крізь магнітооптичну речовину.

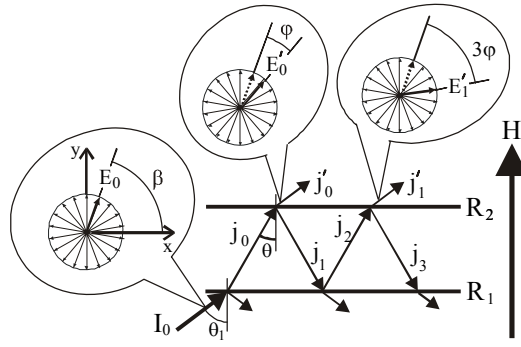


Рис. 1. Схематичне зображення магнітооптичної резонаторної структури та поширення світла в ній. На вставках показано лінійно поляризовані компоненти неполяризованого світла та зміна азимуту вибраної компоненти при перевідбитті.

Вторинні хвилі, що пройшли крізь МОРС, описуються як

$$\mathbf{E}'_{\xi} = \mathbf{T}_2(\mathbf{FR}_1\mathbf{FR}_2)^{\xi}\mathbf{FT}_1\mathbf{E}_0. \quad (3)$$

Сума хвиль \mathbf{E}'_{ξ} – це сума матричного ряду

$$\mathbf{E}' = \mathbf{T}_2\left(\sum_{\xi=0}^{\infty}(\mathbf{FR}_1\mathbf{FR}_2)^{\xi}\right)\mathbf{FT}_1\mathbf{E}_0. \quad (4)$$

Легко переконатися у тому, що для власного значення L матриці $\mathbf{FR}_1\mathbf{FR}_2$ умова $|L| < 1$ завжди відповідає дійсності. Отже, суму в (4) можна замінити виразом [27]:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{T}_2(\mathbf{I} - \mathbf{FR}_1\mathbf{FR}_2)^{-1}\mathbf{FT}_1\mathbf{E}_0, \quad (5)$$

де \mathbf{I} є одинична матриця. Оскільки окремі компоненти не є когерентними, для визначення загального пропускання необхідно просумувати інтенсивності всіх компонентів і розділити на інтенсивність падаючого світла:

$$T = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} |\mathbf{E}'|^2 d\beta / I_0 = \frac{1}{2} \sum_{i,j} |u_{ij}|^2, \quad (6)$$

де u_{ij} є елементи матриці $\mathbf{T}_2(\mathbf{I} - \mathbf{FR}_1\mathbf{FR}_2)^{-1}\mathbf{FT}_1$.

Виконавши вищеописані операції, можна отримати вираз для відбиття МОРС у магнітному полі:

$$R = \frac{1}{2} \sum_{i,j} |w_{ij}|^2, \quad (7)$$

де w_{ij} є елементи матриці $(\mathbf{T}_1(\mathbf{I} - \mathbf{FR}_2\mathbf{FR}_1)^{-1}\mathbf{FR}_2\mathbf{FT}_1 - \mathbf{R}_1)$. Тоді вираз для власного теплового випромінювання, що випромінює МОРС крізь дзеркало R_1 під кутом θ_1 у тілесний кут $d\Omega_1$ набуває вигляду:

$$P = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(|q_{ij}|^2 + |g_{ij}|^2 \right) (1 - \eta) W \cos(\theta_1) d\Omega_1, \quad (8)$$

де W – функція Планка, $\eta = \exp(-\alpha d / \cos(\theta))$, $\alpha = 4\pi\chi / \lambda$ – коефіцієнт поглинання, q_{ij} і g_{ij} – елементи матриць $\mathbf{T}_1(\mathbf{I} - \mathbf{FR}_2\mathbf{FR}_1)^{-1}$ і $\mathbf{T}_1(\mathbf{I} - \mathbf{FR}_2\mathbf{FR}_1)^{-1}\mathbf{FR}_1$ відповідно.

Рівняння (8) є законом Кирхгофа для МОРС у магнітному полі. Члени ліворуч від функції Планка є випромінювальна здатність (A) структури. Вона описує всі характеристики ТВ, які пов'язані з оптичними властивостями нагрітого об'єкта. З цієї причини для аналізу особливостей теплового випромінювання розглядати особливості випромінювальної здатності іноді зручніше, ніж його інтенсивність.

При нормальному падінні з (6)-(8) можна отримати досить компактні аналітичні вирази, що описують T , R і A МОРС у магнітному полі таким чином:

$$X = X^+ + X^-, \quad (9)$$

де $X = T, R, A$,

$$T^\pm = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)\eta}{2(1 - 2G \cos(2(\Delta \pm \varphi)) + G^2)}, \quad (10)$$

$$R^\pm = \frac{R_1 - 2G \cos(2(\Delta \pm \varphi)) + \eta^2 R_2}{2(1 - 2G \cos(2(\Delta \pm \varphi)) + G^2)}, \quad (11)$$

$$A^\pm = \frac{(1 - R_1)(1 + \eta R_2)(1 - \eta)}{2(1 - 2G \cos(2(\Delta \pm \varphi)) + G^2)}. \quad (12)$$

Тут $G = \eta\sqrt{R_1 R_2}$, $\Delta = \delta + \delta_r$, $\delta = 2\pi n d / \lambda$, δ_r є сумарні стрибки фази хвилі, що можливі при відбитті від дзеркал.

Як видно з цих виразів, при нормальному падінні світла параметри МОРС у магнітному полі є сумами двох функцій. Кожна з цих функцій описує резонансну лінію, спектральне положення якої залежить як від параметрів резонатора, так і від кута Фарадея.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТЕОРЕТИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

3.1. Дослідження спектральних залежностей оптичних характеристик магнітооптичних резонаторних структур у магнітному полі

У цьому розділі наведено результати теоретичних досліджень впливу магнітного поля на спектри пропускання, відбиття та випромінювальної здатності багатошарових магнітооптичних структур $(Z/K)^a/S/(K/Z)^b$ при нормальному падінні світла, де Z та K є оптичними матеріалами, прозорими в середньому та далекому ІЧ діапазоні, S є напівпровідник групи $A^{III}B^V$. Напівпровідники цієї групи мають високі магнітооптичні властивості в ІЧ діапазоні за рахунок низького значення ефективної маси електронів. Тому вони були використані як матеріал для магнітооптичного шару.

Оскільки розрахунки проводили для нормального падіння світла, було використано формули (9)-(12). Значення $R_{1,2}$ розраховано зі сторони повітря за відомим методом матриць проходження:

$$R_{1,2} = \left| \frac{(m_{11} + m_{12}n) - (m_{21} - m_{22}n)}{(m_{11} + m_{12}n) + (m_{21} - m_{22}n)} \right|^2, \quad (13)$$

де n є дійсна частина показника заломлення напівпровідника S , m_{ij} є елементами матриці $(\mathbf{M}_Z \mathbf{M}_K)^a$ при розрахунку R_1 та матриці $(\mathbf{M}_Z \mathbf{M}_K)^b$ при розрахунку R_2 , \mathbf{M} є матриці проходження. Матриця проходження шару j випромінюванням із довжиною хвилі λ під кутом, близьким до нормалі, має вигляд:

$$\mathbf{M}_j = \begin{bmatrix} \cos(\delta_j) & -i \frac{\sin(\delta_j)}{n_j} \\ -in_j \sin(\delta_j) & \cos(\delta_j) \end{bmatrix}, \quad (14)$$

де $\delta_j = 2\pi n_j d_j / \lambda$, n_j та d_j є відповідно показником заломлення та товщиною j -го шару.

На рис. 2 та 3 показано вплив магнітного поля на спектральні залежності пропускання та відбиття структури $(\text{ZnSe/KBr})^3/\text{InSb}/(\text{KBr/ZnSe})^3$ [28]. У розрахунках були застосовані такі параметри шарів: товщини шарів становили $d_{\text{ZnSe}} = 1,15$ мкм, $d_{\text{KBr}} = 1,51$ мкм, $d_{\text{InSb}} = 3$ мкм, концентрація вільних електронів в шарі InSb становила $N_e = 3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Як видно, у відсутності магнітного поля ці характеристики мають яскраво виражений селективний характер, зумовлений багатопроменевою інтерференцією. Спектри пропускання та відбиття являють собою низку вузьких ліній, дистанційованих одна від одної. У спектрі відбиття спостерігаються вузькі провали, що спектрально збігаються із лініями T .

У магнітному полі спостерігається розщеплення ліній T та R на дві «польові» лінії і зсув цих ліній у довгохвильову та короткохвильову області спектра при збільшенні H . Така поведінка спектрів впливає із (10) та (11). Кожна з «польових» ліній має половинну амплітуду, а її положення зумовлюється величиною кута Фарадея. При $H \approx 38$ кЕ ці лінії зливаються. У спектрах спостерігається одна лінія зі спектральним положенням приблизно між початковими (при $H = 0$).

На рис. 4 показано теоретичну залежність спектра випромінювальної здатності МОРС $(\text{ZnS/KBr})^2/\text{InAs}/(\text{KBr/ZnS})^{10}$ від магнітного поля [29]. Видно, що A також має вузькосмуговий характер. У відсутності магнітного поля випромінювальна здатність у максимумі близька до одиниці. Це означає, що амплітуда лінії ТВ близька до інтенсивності ТВ чорного тіла. Поведінка ліній ТВ у магнітному полі аналогічна лініям пропускання: вони розщеплюються на дві «польові» лінії з половиною амплітудою, що розходяться при збільшенні H .

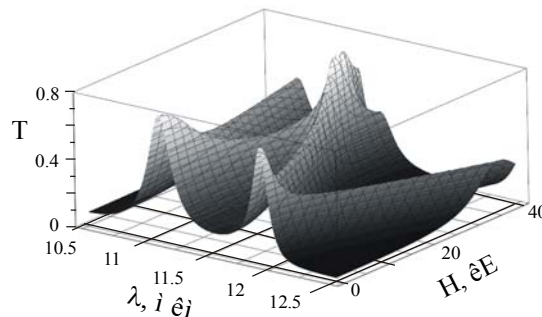


Рис. 2. 3D графік спектра пропускання МОРС $(\text{ZnSe/KBr})^3/\text{InSb}/(\text{KBr/ZnSe})^3$ у магнітному полі. Товщини шарів: $d_{\text{ZnSe}} = 1,15$ мкм, $d_{\text{KBr}} = 1,51$ мкм, $d_{\text{InSb}} = 3$ мкм.

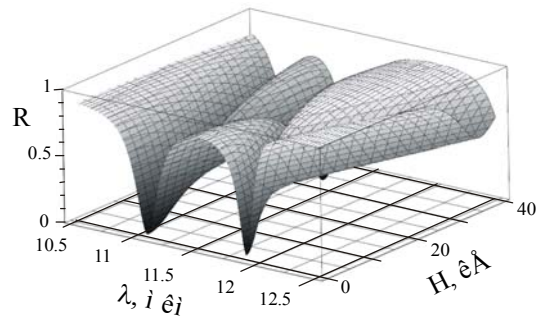


Рис. 3. 3D графік спектра відбиття МОРС $(\text{ZnSe/KBr})^3/\text{InSb}/(\text{KBr/ZnSe})^3$ у магнітному полі. Товщини шарів: $d_{\text{ZnSe}} = 1,15$ мкм, $d_{\text{KBr}} = 1,51$ мкм, $d_{\text{InSb}} = 3$ мкм.

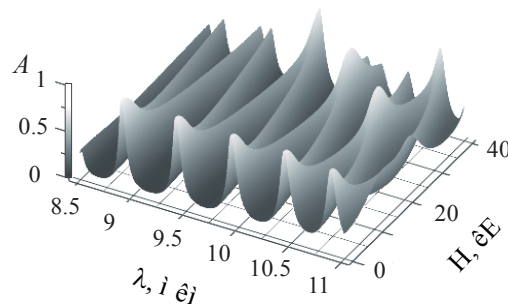


Рис. 4. 3D графік спектральної залежності випромінювальної здатності МОРС $(\text{ZnS/KBr})^2/\text{InAs}/(\text{KBr/ZnS})^{10}$ від магнітного поля. $d_{\text{ZnS}} = 1,08$ мкм, $d_{\text{KBr}} = 1,6$ мкм, $d_{\text{InAs}} = 13$ мкм.

3.2. Дослідження кутових залежностей оптичних характеристик магнітооптичних резонаторних структур у магнітному полі

Теоретичне дослідження кутових залежностей оптичних характеристик МОРС у магнітному полі проводилось на чистій плоскопаралельній напівпровідниковій пластині. Цей вибір зумовлено простотою врахування поляризуючого впливу поверхонь-дзеркал. У випадку плоскопаралельної пластини $r_{1,2}^{(s),(p)}$ і $t_{1,2}^{(s),(p)}$ описуються формулами Френеля. У рівняннях (6), (7) та (8) матричні елементи $i1$ описують особливості s -поляризованої частини світла, а елементи $i2$ описують особливості p -поляризованої частини. У розрахунках було застосовано параметри напівпровідникової пластини, наближені до параметрів n -InAs пластин, що застосовувались в експериментах: концентрація вільних електронів $N_e = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, товщина $0,008 \text{ см}$.

На рис. 5а-5с показано залежності кутового розподілу пропускання резонатора від магнітного поля для s -, p -поляризованого і неполяризованого світла відповідно [30]. Зміна магнітного поля показано як в абсолютних одиницях (права шкала), так і в одиницях кута Фарадея (ліва шкала). Останній розрахували, виходячи із товщини пластини та параметрів напівпровідника n -InAs [31].

Як видно, при $H = 0$ кутові залежності пропускання мають вигляд пелюсток і являють собою ряд резонансних максимумів і мінімумів з високим контрастом. При наближенні кута падіння до 90° пропускання спадає через різке збільшення відбиття від граней. Для p -поляризації в області кута Брюстера ($\theta_1 = \theta_B \approx 71,5^\circ$) відбиття від граней дорівнює нулю. Інтерференція в цих умовах відсутня і пропускання максимально незалежне від положення резонансної пелюстки (рис. 5b).

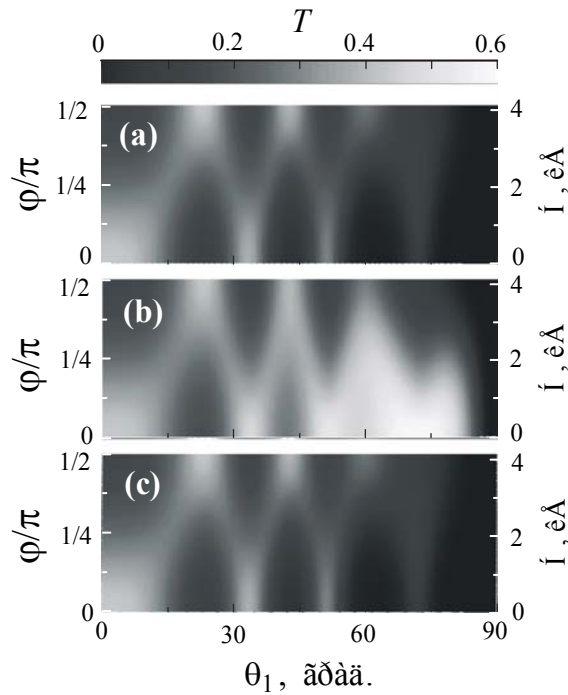


Рис. 5. Залежності кутового розподілу пропускання резонаторної пластини n -InAs від магнітного поля. (a) s -поляризація; (b) p -поляризація; (c) падаюче світло неполяризоване. $\lambda = 7,96$ мкм, $l = 0,008$ см.

У магнітному полі пелюстки поділяються на дві «вторинних» пелюстки, які розходяться у боки при збільшенні поля. При цьому їх амплітуда зменшується. При $\varphi = \pi/4$ контраст кутового розподілу досягає мінімального значення.

При подальшому збільшенні поля «вторинні» пелюстки починають попарно зливатися з сусідніми і при $\varphi = \pi/2$ кутові залежності пропускання знову набувають чітко вираженого вигляду пелюсток. Однак при цьому спостерігається інверсія резонансних екстремумів: положення пелюсток відповідає мінімумам пропускання при $H = 0$. Відзначимо, що пропускання p -поляризованого світла при $\theta_1 \approx \theta_B$ значно зменшилося (рис. 5b). Це говорить про те, що в магнітному полі хвилі, що пройшли, інтерферують.

Необхідно відмітити, що вплив магнітного поля на пропускання неполяризованого світла (див. рис. 5c) не менш ефективний, ніж на пропускання поляризованого світла. Зміни T у магнітному полі якісно і кількісно схожі із змінами $T^{(s)}$ (рис. 5a). Невелика відмінність контрастів T та $T^{(s)}$ зумовлена відмінністю коефіцієнтів відбиття граней при похилому падінні для неполяризованого і s -поляризованого світла.

На рис. 6 показано теоретичні залежності кутового розподілу відбиття пластини від магнітного поля [30]. Поляризація світла відповідає рис. 5. Кутові розподіли відбиття при $H = 0$ також мають вигляд контрастних пелюсток. Однак поведінка пелюсток у магнітному полі відрізняється від вищерозглянутих розподілів пропускання. Тут спостерігається розщеплення інтерференційних мінімумів. На їх місці з'являються пелюстки, інтенсивність яких зростає із збільшенням магнітного поля.

Коли $\varphi = \pi/4$, амплітуда початкових (при $H = 0$) пелюсток практично дорівнює амплітуді пелюсток, що з'явилися, і кутові розподіли відбиття світла всіх поляризацій стають практично однорідними. При $\varphi = \pi/2$ кутові розподіли відбиття знову мають чітко виражений вигляд пелюсток, проте з інверсією резонансних екстремумів.

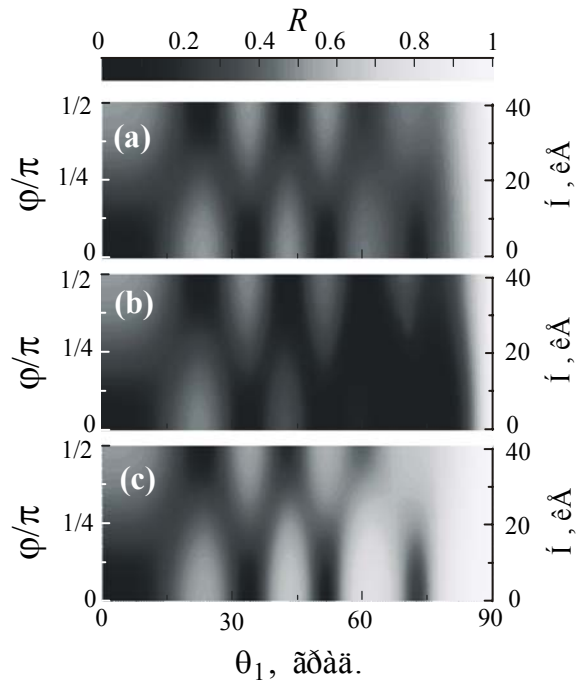


Рис. 6. Залежності кутового розподілу відбиття резонаторної пластини $n\text{-InAs}$ від магнітного поля. (a) s -поляризація; (b) p -поляризація; (c) падаюче світло неполяризоване. $\lambda = 7,96$ мкм, $l = 0,008$ см.

$R^{(p)}$ також має особливість в області кута Брюстера (рис. 6b). Якщо при $H = 0$ відбиття було відсутнє в цій області, то при $\varphi = \pi/2$ тут чітко спостерігається інтерференційна пелюстка. Це підтверджує зроблений вище висновок про те, що магнітне поле приводить до появи інтерференційних ефектів p -поляризованого світла, коефіцієнт відбиття якого дорівнює нулю. Як і у випадку пропускання, відбиття неполяризованого світла змінюється у магнітному полі так само ефективно, як і поляризованого.

На рис. 7 показано діаграми спрямованості (кутові залежності) монохроматичного ($\lambda = 7,96$ мкм) ТВ резонаторної пластини $n\text{-InAs}$ при різних значеннях магнітного поля [30]. Як видно, вони мають радіальну симетрію та вигляд пелюсток. При $H = 0$ (рис. 7a) ТВ характеризується вузькою центральною пелюсткою та трьома радіально симетричними бічними пелюстками. Амплітуди пелюстків залежать від параметрів резонатора, таких як коефіцієнти відбиття і поглинання.

У магнітному полі, коли $\varphi = \pi/4$ (рис. 7b), кутова залежність ТВ вміщує подвійну кількість відносно слабких пелюсток. Кутовий розподіл випромінювання резонатора в цьому випадку наближений до ламбертівського, який характерний для нерезонансних сірих тіл. У полі $H = 42$ кЕ (рис. 7c), кутова залежність знову набуває чіткого багатопелюсткового вигляду. Але, як видно, центральна пелюстка відсутня і кутове положення бічних пелюстків не збігається з їх положенням при $H = 0$.

На рис. 8 показано теоретичні смуги рівного нахилу неполяризованого ТВ резонаторної $n\text{-InAs}$ пластини у діапазоні довжин хвиль $\lambda = 7,849 \dots 7,974$ мкм [25]. У розрахунках обмежилися першим інтерференційним порядком. Як видно, при $H = 0$ (рис. 8a) смуги мають вигляд контрастних кілець у відповідності до довжини хвилі інтерференційної пелюстки (шкалу довжин хвиль показано збоку).

У магнітному полі $H = 21$ кЕ кутова дисперсія резонатора зникає (рис. 8b). Випромінювання не має виокремлених довжин хвиль і близьке до ТВ нерезонаторного об'єкта.

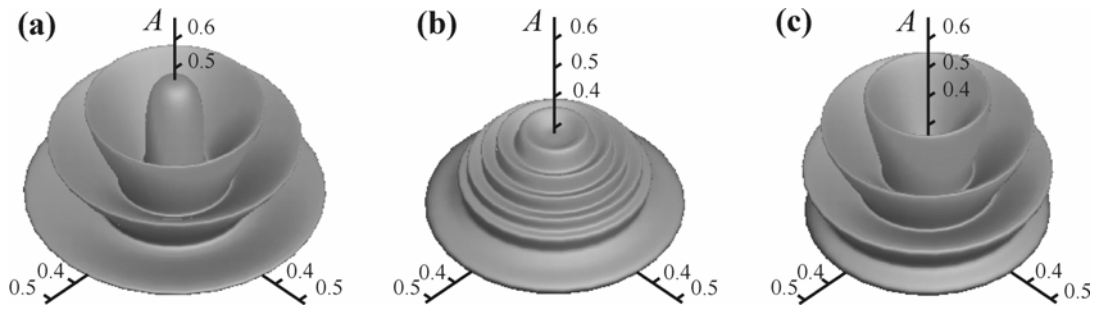


Рис. 7. Діаграми спрямованості теплового випромінювання з довжиною хвилі 7,96 мкм резонаторної пластини n -InAs при різних значеннях магнітного поля: (a) $H = 0$; (b) $H = 21$ кЕ, $\varphi = \pi/4$; (c) $H = 42$ кЕ, $\varphi = \pi/2$.

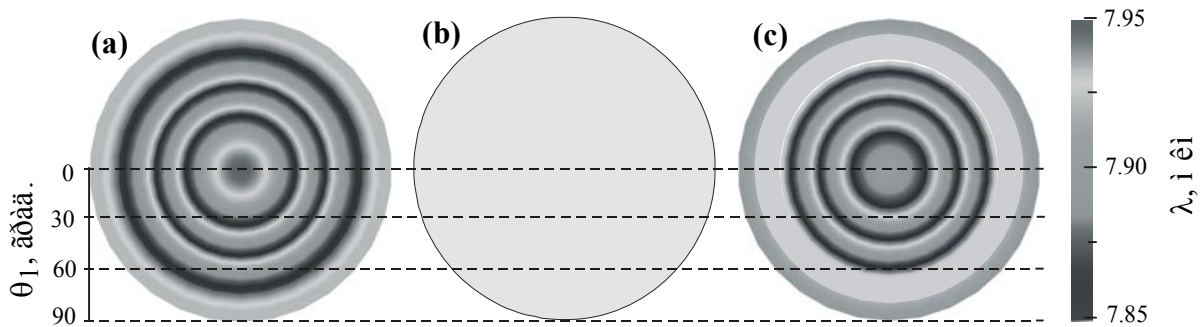


Рис. 8. Смуги рівного нахилу немонохроматичного ($\lambda = 7,849 \dots 7,974$ мкм) теплового випромінювання резонаторної пластини n -InAs при різних значеннях магнітного поля. (a) $H = 0$; (b) $H = 21$ кЕ; (c) $H = 42$ кЕ.

При $H = 42$ кЕ (рис. 8с) смуги рівного нахилу знову чітко видно. Проте їх розподіл змінився. У цьому випадку спостерігається два порядки інтерференції: укорочений з короткохвильового боку перший порядок і другий порядок при $\theta_1 \approx 23^\circ$. Такі зміни кутової дисперсії зумовлено інверсією інтерференційних екстремумів у немонохроматичному світлі.

4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ МАГНІТООПТИЧНИХ РЕЗОНАТОРНИХ СТРУКТУР У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Для вимірювань спектрів було використано плоскопаралельні пластинки n -InAs як простий одновимірний резонатор. Напівпровідник n -InAs є ізотропним за відсутності магнітного поля. Внаслідок високої концентрації вільних електронів та низького значення їх ефективної маси вимірювання проводили в класичному магнітному полі, коли енергія розщеплення Ландау є малою у порівнянні з тепловою енергією електронів.

Пластини вирізались із монокристалічного зливка, потім шліфувались до товщини $d = 0,1 \dots 0,08$ мм та полірувались. Поперечний розмір пластин становив 6×6 мм. Відхилення від плоскопаралельності поверхонь не перевищувало кількох кутових секунд. На деякі пластини на одну із сторін наносився шар алюмінію для збільшення коефіцієнта відбиття.

Зразок розміщався між полюсами електромагніту так, що магнітне поле було нормально спрямоване до його широких граней. Вимірювання спектрів проводили Фур'є-спектрометром з роздільною здатністю 2 см^{-1} .

4.1. Експериментальні дослідження пропускання та відбиття магнітооптичних резонаторів у магнітному полі при нормальному падінні світла

На рис. 9 та 10 показано експериментальні спектри пропускання та відбиття InAs резонаторів без магнітного поля і в присутності поля [32]. Криві 1 – спектри у відсутності магнітного поля, криві 2 – спектри у магнітному полі. Як видно, при $H=0$ спектри мають коливний характер і складаються з інтерференційних максимумів і мінімумів. Це є наслідком багатопроменевої інтерференції в резонаторах. В результаті дисперсії поглинання контрастність інтерференційних картин зменшується зі збільшенням довжини хвилі.

Використовуючи залежність ефекту Фарадея на вільних носіях від довжини хвилі світла ($\varphi \sim \lambda^2$), можна зіставити довжину хвилі з кутом Фарадея і проаналізувати спектральні зміни інтерференційної картини з точки зору зміни φ . Його значення, розраховане для даних зразків, відкладено на верхній шкалі. У магнітному полі із збільшенням λ та φ контрастність інтерференційних коливань у спектрах зменшується і з'являється звуження. При подальшому збільшенні φ спостерігається збільшення контрасту інтерференційної картини та інверсія екстремумів. У спектрі пропускання в області звуження спостерігається розщеплення інтерференційних максимумів. У спектрі відбиття чітко видно появу та зростання інтерференційних максимумів на місці мінімумів.

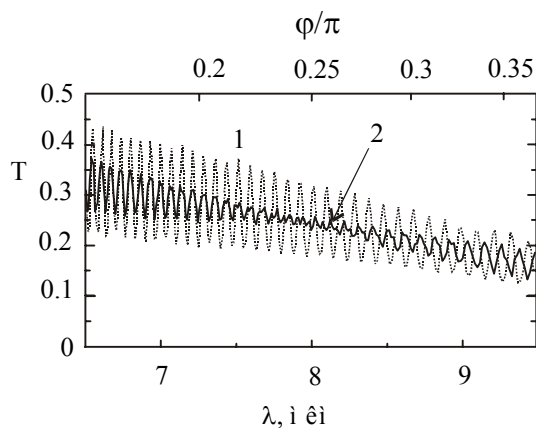


Рис. 9. Експериментальні спектри пропускання резонаторної пластини n -InAs при нормальному падінні світла. 1 – $H=0$, 2 – $H=19$ кЕ. Верхня шкала – розраховане значення кута Фарадея. Параметри пластини $N_e=1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_0=100$ мкм.

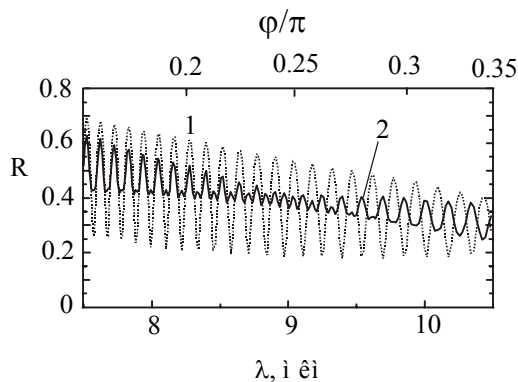


Рис. 10. Експериментальні спектри відбиття резонаторної структури InAs/Al при нормальному падінні світла. 1 – $H=0$, 2 – $H=18$ кЕ. Верхня шкала – розраховане значення кута Фарадея. Параметри пластини $N_e=1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_0=80$ мкм.

4.2. Експериментальні дослідження пропускання та відбиття магнітооптичних резонаторів у магнітному полі при похилому падінні світла

На рис. 11 показано експериментальні спектри пропускання резонаторної пластини $n\text{-InAs}$ під кутом падіння $\theta_1 = (71,5 \pm 1)^\circ$, близьким до кута Брюстера [33]. Крива 1 – без магнітного поля, крива 2 – у магнітному полі $H = 24$ кЕ.

Відзначимо дві особливості, характерні для цих спектрів. По-перше, перетяжка зрушилася по осі φ . Тут вона знаходиться в області $\varphi \approx 0,18\pi$. По-друге, спостерігається «просідання» спектра пропускання в полі відносно спектра при $H = 0$.

Ці особливості зумовлені поляризуючою дією граней пластини, відбиття яких при похилому падінні є анізотропним: відбиття s -поляризованої компоненти переважає над відбиттям p -поляризованої компоненти. З цієї причини в резонатор світло заходить частково p -поляризованим. Фарадеєвське обертання при внутрішньому перевідбитті приводить до перерозподілу поляризації хвиль.

Отже, взаємодія світла з анізотропними дзеркалами приводить до появи особливостей як інтерференційної картини та зміни абсолютних значень пропускання резонатора. Це не веде до порушення закону збереження енергії, оскільки зменшення енергії світла, що пройшло, компенсуються збільшенням енергії відбитого світла.

На рис. 12 показано експериментальні спектри відбиття резонаторної пластини $n\text{-InAs}$ при $H = 0$ (крива з крапок) і $H = 24$ кЕ (суцільна крива) при куті падіння світла, близькому до кута Брюстера [30]. Для неполяризованого падаючого світла у полі $H = 24$ кЕ спостерігається пригнічення інтерференції аж до її повного зникнення при $\lambda \approx 9,5 \dots 10,5$ мкм. Слід звернути увагу, що в даному випадку перетяжка з'являється при $\varphi \approx \pi/2$. При зсуві в довгохвильову область ($\pi/2 < \varphi < \pi$) інтерференція знову з'являється. Причому інверсія інтерференційних екстремумів не спостерігається. Як показує теоретичний аналіз, зникнення перетяжки зумовлено тим, що при кутах падіння $\theta_1 \geq \theta_B$ відсутній стрибок фази при відбитті від межі поділу напівпровідник/вакуум.

На рис. 12b показано спектр відбиття p -компоненти падаючого світла. Як відомо, для p -поляризованого світла відбиття під кутом Брюстера відсутнє. Однак у магнітному полі спостерігається поява відбитого світла з наявністю інтерференції. В області $\lambda \approx 10,0 \dots 10,7$ мкм інтерференція зникає і з'являється знову при $\lambda > 10,7$ мкм. На жаль, дисперсія поглинання, погіршуючи добротність резонатора, сильно спотворює залежність $R^{(p)}(\lambda)$. Щоб проаналізувати спектр p -компоненти відбиття у «чистому вигляді», її розраховували у відсутності поглинання (що наведено на рис. 12c).

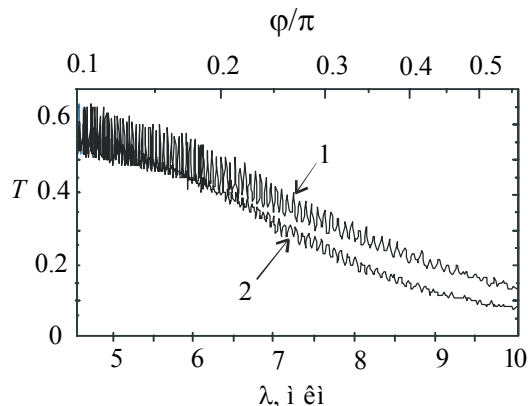


Рис. 11. Експериментальні спектри пропускання неполяризованого світла резонаторної пластини $n\text{-InAs}$ ($N_e = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) під кутом падіння $\theta_1 = (71,5 \pm 1)^\circ$, близьким до кута Брюстера. 1 – $H = 0$, 2 – $H = 24$ кЕ. Верхня шкала – розраховане значення кута Фарадея.

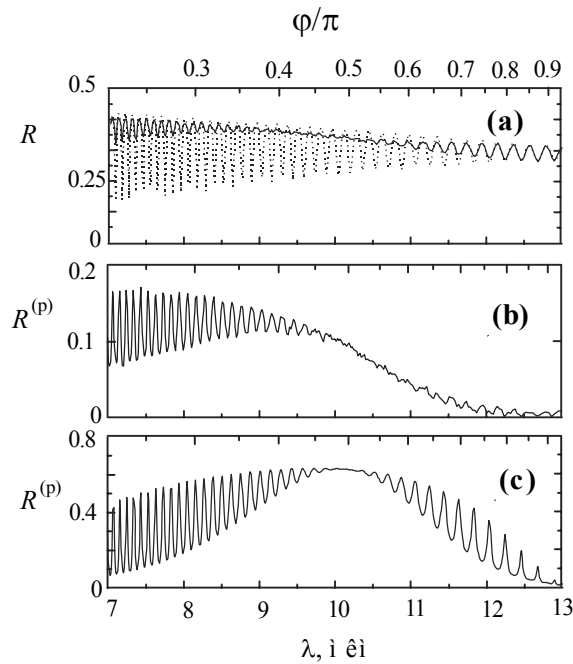


Рис. 12. Експериментальні спектри відбивання неполяризованого світла резонаторної пластини n -InAs ($N_e = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d = 0,008 \text{ см}$) без магнітного поля (крива з крапок) та в магнітному полі $H = 24 \text{ кЕ}$ (суцільна крива) під кутом падіння $\theta_1 = (71,5 \pm 1)^\circ$, близьким до кута Брюстера. (а) неполяризоване світло, (б) p -поляризоване світло, (с) теоретичний спектр R_p без поглинання. Верхня шкала – розраховане значення кута Фарадея.

Як видно, у цьому випадку $R^{(p)}(\lambda)$ має дзвоноподібний вигляд з гладкою вершиною при $\lambda \approx 10,2 \text{ мкм}$ і контрастною інтерференцією на сторонах. Такий вигляд пояснюється поворотом площини поляризації світла при проходженні крізь об'єм резонатора. При досягненні задньої грані світло має s - та p -складові. s -складова відбивається і знову зазнає повороту. В результаті у відбитому світлі з'являються p -поляризовані когерентні хвилі. Вони визначають як середню величину відбиття, так і контраст інтерференційної картини. При $\varphi = \pi/2$ така хвиля тільки одна і багатопроменева інтерференція відсутня.

4.3. Експериментальні дослідження спектрів теплового випромінювання магнітооптичних резонаторів у магнітному полі

На рис. 13 представлено експериментальні спектри ТВ резонаторної пластини n -InAs за відсутності магнітного поля (крива 1) і в магнітному полі (крива 2) [34]. Поведінка спектра ТВ якісно схожа на поведінку спектра пропускання. Тут також спостерігається розщеплення максимумів на два вторинних, які переходять у перетяжку.

З подальшим збільшенням λ і відповідно φ вторинні максимуми починають зливатися, створюючи чітку інтерференційну картину. У цьому випадку теж відбувається інверсія екстремумів інтерференції.

З рівняння (9) видно, що ТВ складається з двох некогерентних між собою мод з різними спектральними залежностями. Враховуючи, що значення кута Фарадея становить

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda} d(n_+ - n_-), \quad (15)$$

де n_{\pm} є показники заломлення право- та лівополяризованого по колу світла, для лінійного наближення $n = (n_+ + n_-)/2$ рівняння (12) можна переписати таким чином:

$$A^{\pm} = \frac{(1 - R_1)(1 + \eta R_2)(1 - \eta)}{2(1 - 2G \cos(2\delta_{\pm}) + G^2)}, \quad (16)$$

де $\delta_{\pm} = 2\pi n_{\pm} d / \lambda$. З (16) стає очевидним, що моди ТВ є право- та лівополяризованими. Використовуючи цей факт, можна їх експериментально розділити і проаналізувати окремо. Для цього використовувалася призма Френеля [35]. Після проходження крізь призму моди ТВ набували лінійної поляризації із взаємно перпендикулярними напрямками і легко розділялись за допомогою поляризатора-аналізатора. Призма Френеля була виготовлена з оптичного германію. В ролі аналізатора застосовано ґратку-поляризатор. Крім того, призма служила відхиляючим елементом для виводу ТВ зразка з проміжку між полюсами магніту.

На рис. 14а показано спектри мод ТВ з правою круговою та лівою круговою поляризаціями – криві 1 і 2 відповідно, виміряні при нормалі [35]. Видно, що фази коливань спектрів мод не збігаються. Фаза осциляції моди, що поляризована по правому колу, випереджає фазу другої моди. В спектральній області $\lambda \approx 9,2$ мкм вони знаходяться у протифазі.

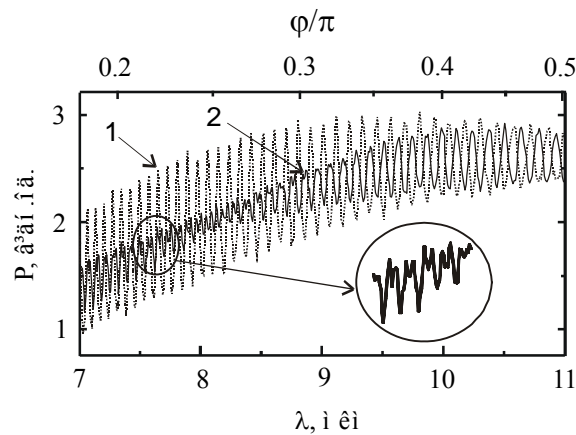


Рис. 13. Експериментальні спектри теплового випромінювання резонаторної пластини n -InAs при нормальному падінні. 1 – $H = 0$, 2 – $H = 18$ кЕ. Товщина резонатора $d_0 = 100$ мкм, температура 375 К.

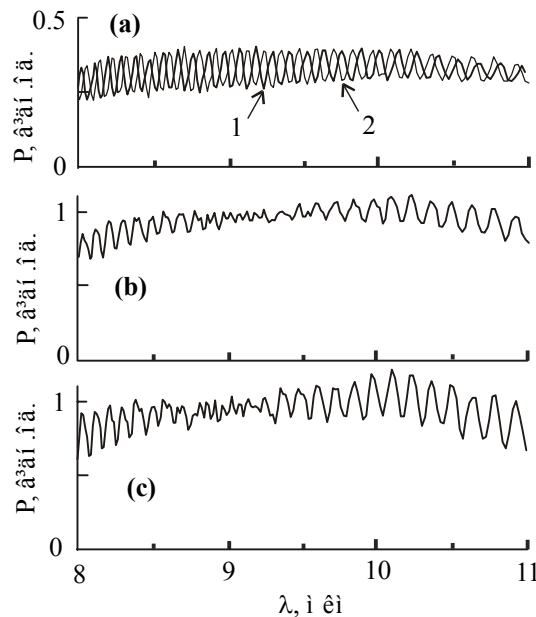


Рис. 14. Експериментальні спектри теплового випромінювання резонаторної пластини n -InAs ($N_e = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) у магнітному полі $H = 15$ кЕ. (а) правоциркулярно поляризована (1) та лівоциркулярно поляризована (2) моди; (б) арифметична сума мод; (в) ТВ, виміряне без аналізатора. Товщина пластини $d_0 = 100$ мкм, $\theta_1 = 0$, температура 375 К.

На рис. 14b та 14c показано відповідно арифметичну суму мод ТВ та спектр ТВ, виміряний без аналізатора. Видно, що вони подібні. Деякі незначні розходження цих спектрів зумовлені впливом аналізатора та присутнім шумом. Таким чином, експериментально доведено, що спектр ТВ магнітооптичного резонатора складається із двох незалежних мод. Зауважимо, що у подібний спосіб можна виокремити поляризовані по колу складові світла, що пройшло або відбилося.

4.4. Експериментальні дослідження кутового розподілу теплового випромінювання резонаторів

Як було теоретично показано [25, 36], ТВ резонаторних структур має аксіальну симетрію і при виконанні умови монохроматичності має вигляд кілець. Для експериментального дослідження кутового розподілу ТВ було застосовано резонаторні пластини Si марки КДБ-0,1 товщиною 0,35 мм та площею 40×40 мм² [37]. На пластини з двох протилежних країв було нанесено смужки електричних контактів для нагрівання резонатора електричним струмом.

Для реєстрації кутового розподілу ТВ застосовувався тепловізор ТВ-3 (БТВ-3). Ця марка тепловізора відрізняється великим діаметром об'єктива 160 мм та значною світлосилою. Він облаштований ІЧ приймачем – InSb фотодіодом (ФД), чутливим в області 2...5.3 мкм [38].

Для прояву резонансних кілець ТВ необхідно забезпечити достатній ступінь монохроматичності випромінювання. Інакше накладання різних інтерференційних порядків зробить картину однорідною. Для цього було використано різку спектральну залежність чутливості InSb ФД [38] $D(\lambda)$ у комбінації із близькою до експоненціальної спектральною залежністю функції Планка $W(\lambda)$, що разом зумовлюють достатню монохроматичність та залежність сигналу з приймача i від кута випромінювання θ_1 :

$$i(\theta_1) = \int_2^{5.3} W(\lambda) A(\lambda, \theta_1) D(\lambda) d\lambda. \quad (16)$$

Ця залежність показана на рис. 15. Видно, що умови реєстрації особливостей кутового розподілу ТВ виконуються. Нагрітий зразок встановлювався на відстані 70...100 см від вхідної лінзи. Об'єктив був налаштований на нескінченність, щоб паралельні промені ТВ фокусувались на приймачі.

На рис. 16 показано термограми з кутовими розподілами ТВ резонаторних пластин Si [37]. Видно, що ТВ має аксіальну симетрію. Відхилення резонансних ліній від форми правильних кілець може пояснюватись неідеальною плоскопаралельністю зразка, похибками в юстуванні тощо.

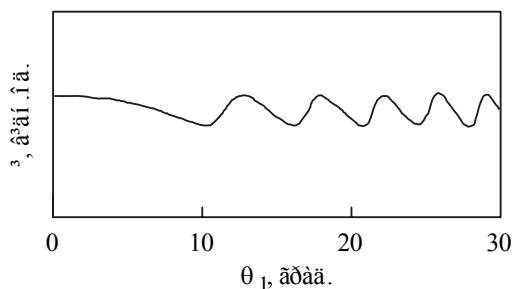


Рис. 15. Залежність сигналу з приймача тепловізора від кута випромінювання резонаторної пластини Si.

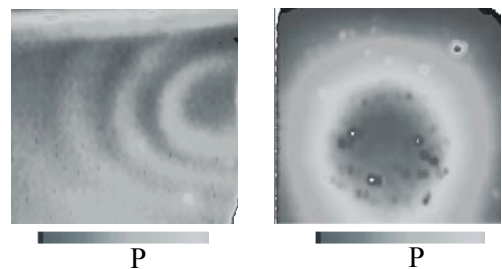


Рис. 16. Термограми резонаторних пластин Si КДБ-0,1.

5. ЗАСТОСУВАННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

5.1. Визначення кута Фарадея та параметрів напівпровідника

Теоретичний аналіз та експериментальні дані показують, що положення перетяжки в спектрах T , R або T/R в магнітному полі відповідає куту Фарадея $\varphi = \pi/4$ [32, 39]. Це є переконливою підставою для того, щоб використовувати реєстрацію цих спектрів для визначення величини кута Фарадея в зразках, де спостерігається багатопроточна інтерференція.

На рис. 17 показано експериментальний спектр T/R резонаторної пластини n -InAs ($N_e = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d = 0,008 \text{ см}$) у магнітному полі. Як видно, спектральне положення перетяжки є $9,05 \dots 9,10 \text{ мкм}$. За значенням $9,07 \text{ мкм}$ було отримано величину ефективної маси електронів $m^*/m_q = 0,043$, що добре узгоджується з відомими даними [31, 40] для цього напівпровідника.

5.2. Вузькосмугові керовані джерела ІЧ випромінювання

Джерела випромінювання є базовими елементами оптичних сенсорів, приладів дослідження та аналізу складу речовини, спектроскопічних приладів. Якщо у видимій та ближній ІЧ області спектра успішно використовуються світлодіоди та лазери, то в дальній ІЧ області використовуються теплові джерела випромінювання, такі як глобар, штифт Ернста, модель чорного тіла тощо. Вони мають широкий спектр і потребують додаткових дисперсійних елементів та механічних модуляторів. Відсутність керованих селективних джерел випромінювання у дальньому ІЧ діапазоні є основним гальмом створення сучасних компактних ІЧ приладів та систем.

На основі теоретичних та експериментальних досліджень було зроблено висновок, що МОРС є перспективними об'єктами для розробки нових вузькосмугових керованих випромінювачів у середньому та дальньому ІЧ діапазонах. Було також запропоновано низку керованих селективних випромінювальних ІЧ пристроїв на основі МОРС [41-44].

5.2.1. Вузькосмугове джерело ІЧ випромінювання з керованою спектральною характеристикою

На рис. 18 схематично показано конструкцію джерела ІЧ випромінювання з керованою спектральною характеристикою. Воно складається із МОРС як випромінювального елемента, що розміщена на нагрівальному елементі, та джерела магнітного поля [41, 42]. На рис. 19 показано теоретичні спектри випромінювання такого джерела при різних значеннях магнітного поля. В ролі випромінювального елемента було вибрано структуру $(\text{Ge}/\text{KBr})^2/\text{InSb}/(\text{KBr}/\text{Ge})^4$ із такими параметрами шарів: $d_{\text{Ge}} = 0,563 \text{ мкм}$, $d_{\text{KBr}} = 1,474 \text{ мкм}$ та $d_{\text{InSb}} = 5 \text{ мкм}$. Концентрація електронів у магнітоактивному шарі n -InSb була вибрана $N_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

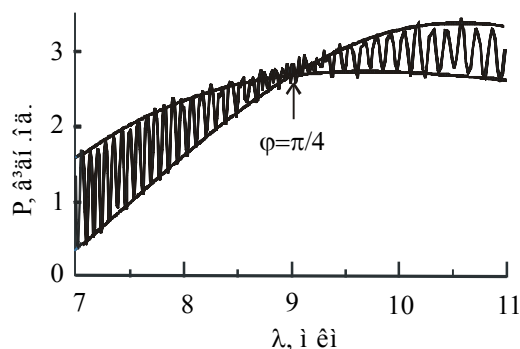


Рис. 17. Експериментальний спектр T/R резонаторної пластини n -InAs ($N_e = 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $l = 0,008 \text{ см}$) у магнітному полі $H = 18 \text{ кЕ}$. Температура 355 К .

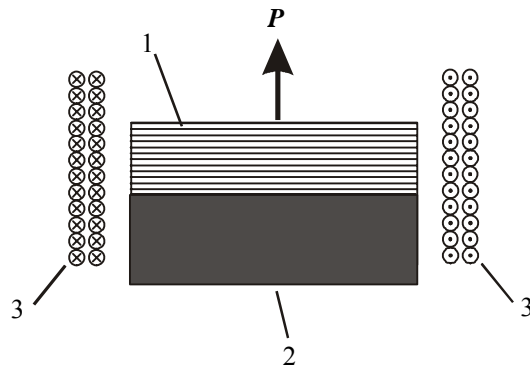


Рис. 18. Схематична конструкція вузькосмугового ІЧ джерела: 1 – випромінювальний елемент, 2 – нагрівальний елемент з електричними контактами, 3 – соленоїд як джерело магнітного поля. Стрілкою P показано випромінювання.

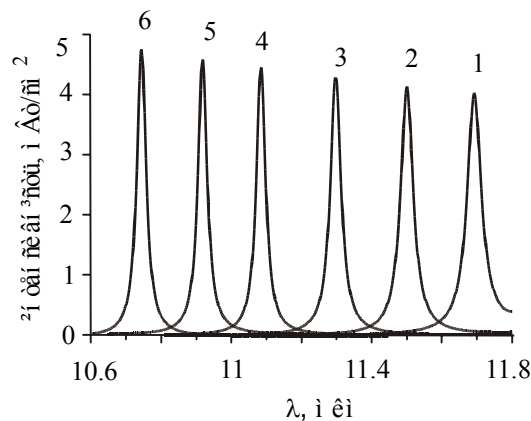


Рис. 19. Спектри випромінювання джерела ІЧ випромінювання при різних значеннях магнітного поля, H : 5 кЕ (1), 13 (2), 21 (3), 29 (4), 35 (5), 41 (6). Температура випромінювального елемента дорівнює 350 К.

Як видно, спектр випромінювання має вузьколінійний характер із шириною лінії на половині її висоти $\approx 0,045$ мкм. Положення максимуму випромінювання залежить від магнітного поля і зсувається у бік меншої довжини хвилі із збільшенням H . Спектральний діапазон плавної перебудови для наведеного джерела є 10,7...11,7 мкм. Це є цілком достатньо для реалізації спектрального аналізу лінії поглинання газу (наприклад HNO_3 або SF_6) в оптичному газоаналізаторі.

Застосування в конструкції оптичного приладу джерела ІЧ випромінювання із можливістю динамічної перебудови спектра дозволяє виключити дисперсійні елементи, що спрощує конструкцію приладу, підвищує його надійність, зменшує розміри, вагу та дозволяє використовувати прилади як переносні. Таке джерело може знайти застосування у приладах спектрального аналізу речовини, в інфрачервоній спектроскопії, в оптичних газоаналізаторах та інш.

5.2.2. Вузькосмугове джерело ІЧ випромінювання з керованою амплітудою

За результатами досліджень було розроблено та запатентовано [43] магнітокероване вузькосмугове джерело ІЧ випромінювання з керованою амплітудою. Його випромінювальний елемент являє собою комбінацію МОРС та брегівської багаточислової селективної структури, що розділені некогерентним (без інтерференції) прозорим проміжком.

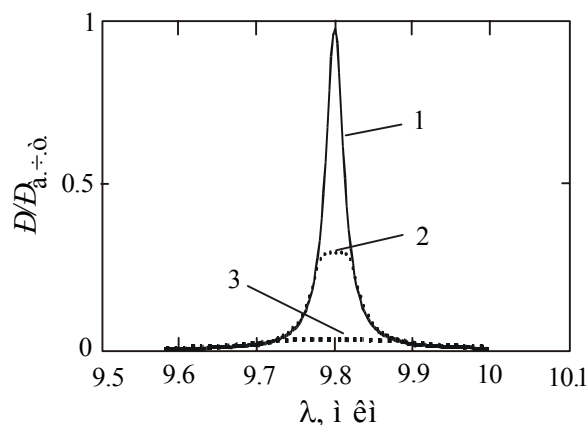


Рис. 20. Розраховані спектри випромінювання джерела при різних значеннях магнітного поля, H : 0 (1), 4 кЕ (2), 10 кЕ (3). Інтенсивність випромінювання нормована на інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла $P_{a.c.t.}$.

На рис. 20 показано спектр випромінювання джерела із випромінювальним елементом $(\text{ZnSe/KBr})^5/(\text{KBr/ZnSe})^5/\text{KF}/(\text{ZnSe/KBr})^2/\text{InSb}/(\text{KBr/ZnSe})^2$ при різних значеннях магнітного поля. У розрахунках товщини всіх шарів ZnSe становили 1,018 мкм, усіх шарів KBr – 1,537 мкм, шару InSb – 11,6 мкм. Шар KF є некогерентним. Напівпровідниковий шар InSb вважався електронного типу легування із концентрацією вільних електронів $N_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Видно, що спектр випромінювання джерела представляє собою вузьку лінію. Амплітуда лінії майже дорівнює інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла. Із прикладенням магнітного поля інтенсивність лінії зменшується і в полі $H = 10$ кЕ інтенсивність випромінювання джерела майже дорівнює нулю. Параметри описаного джерела підібрані таким чином, що його лінія випромінювання знаходилась в спектральній області поглинання озону та газоподібного амонію $\lambda = 9,8$ мкм.

5.2.3. Інфрачервоний керований тест-об'єкт з вузькосмуговим спектром випромінювання

Оптичні ІЧ прилади, а також селективні багатоеlementні приймальні модулі потребують випробування, тестування та налаштування параметрів, пов'язаних із просторовою фіксацією та передачею даних, а також їх швидкодією та частотною залежністю. Для вирішення цих задач було розроблено та запатентовано [44] на основі МОРС магнітокерований тест-об'єкт – джерело ІЧ випромінювання, що має просторово неоднорідний динамічно керований розподіл випромінювання. У цьому пристрої магнітофотонний шар є неоднорідним та містить в собі ділянки із різним фарадеєвським обертанням.

На рис. 21 показано керований вузькосмуговий тест-об'єкт з мітками. Він застосовується для визначення кута поля зору і миттєвого кута поля зору. Рис. 20а демонструє магнітооптичний шар (вигляд зверху) із двома ділянками неоднорідностей – I та II у вигляді хрестів із кіл. Неоднорідності відрізняються ступенем легування. Ступінь легування ділянки I становить $N_e = 1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а ділянки II – $N_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Оскільки величина фарадеєвського обертання пропорційна N_e , ці ділянки мають різні значення постійної Верде.

Випромінювання джерела при різних значеннях магнітного поля показано на рис. 21b–21d. Видно, що у відсутності магнітного поля інтенсивність випромінювання дуже мала по всій площині випромінюючого елемента (рис. 21b). У полі $H = 5,5$ кЕ (рис. 21c) тест-об'єкт випромінює в області ділянки I із розподілом інтенсивності випромінювання, що являє собою хрест із кіл. При підвищенні магнітного поля випромінювання ділянка I згасає, і при $H = 8$ кЕ вмикається ділянка II – повернутий на 45° хрест із кіл (рис. 21d).

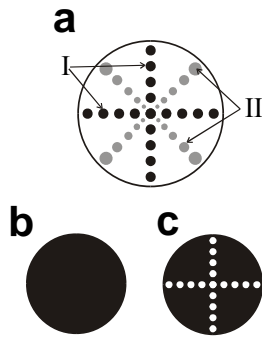


Рис. 21. Керований вузькосмуговий тест-об'єкт з мітками для визначення кута поля зору. (а) магнітооптичний шар (вигляд зверху) із ділянками неоднорідностей I (виокремлена чорним кольором) та II (виокремлена сірим кольором); (b–d) просторовий розподіл випромінювання по площині випромінювального елемента у магнітному полі, H : 0 (b), 5,5 кЕ (c), 8 кЕ (d). Розрахунки проведено для випромінювального елемента $(\text{ZnSe/KBr})^5/(\text{KBr/ZnSe})^5/\text{KF}/(\text{ZnSe/KBr})^3/\text{InSb}/(\text{KBr/ZnSe})^3$.

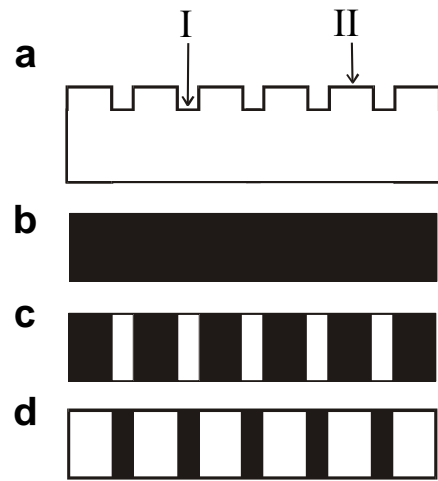


Рис. 22. Керована штрихова міра. (а) магнітооптичний шар (вигляд збоку) із ділянками неоднорідностей I та II різної товщини. (b–d) розподіл інтенсивності випромінювання по площині випромінювального елемента у магнітному полі, H : 0 (b), 4 кЕ (c), 6,5 кЕ (d).

На рис. 22 показано керовану штрихову міру для вимірювання просторової роздільної здатності. У цьому випадку неоднорідності магнітооптичного шару мають різну товщину, як показано на рис. 22а. При значеннях магнітного поля $H = 4$ кЕ та $6,5$ кЕ випромінювання пристрою має вигляд яскравих ліній на темному тлі, що змінюють своє положення та ширину при зміні напруженості магнітного поля. Розрахунки проводились для магнітооптичного шару $n\text{-InSb}$ з концентрацією вільних електронів $N_e = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ з товщиною ділянок I та II відповідно 20 та 21 мкм.

5.3. ІЧ модулятори та затвори

МОРС можуть використовуватись як селективні динамічно керовані модулятори інтенсивності та затвори зовнішнього випромінювання [28, 33]. На рис. 23 показано коефіцієнти амплітудної модуляції зовнішнього випромінювання при відбитті (D_R) та пропусканні (D_T) МОРС $(\text{ZnSe/KBr})^3/\text{InSb}/(\text{KBr/ZnSe})^3$ на довжині хвилі $\lambda = 11,9$ мкм [28]. Залежність $D_R(H)$ є спадною у зв'язку з тим, що відбиття, на відміну від пропускання, при $H = 0$ мінімальне і збільшується із збільшенням магнітного поля.

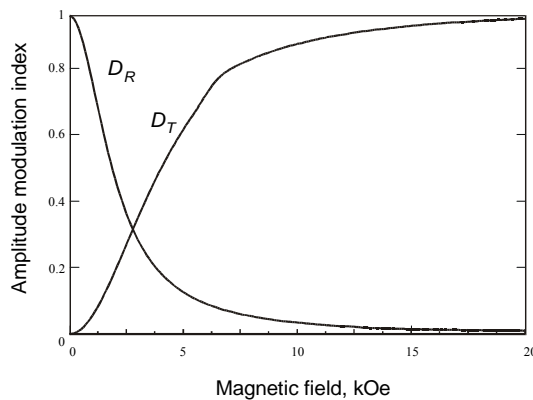


Рис. 23. Залежність коефіцієнта амплітудної модуляції світла з довжиною хвилі $\lambda = 11,9$ мкм від магнітного поля при відбитті (D_R) та пропусканні (D_T) структури-модулятора $(\text{ZnSe/KBr})^3/\text{InSb}/(\text{KBr/ZnSe})^3$.

Видно, що глибина модуляції досягає практично одиниці при реально досяжних магнітних полях. Такі прилади можуть застосовуватись для керування амплітудою як поляризованого, так і неполяризованого випромінювання.

6. ВИСНОВКИ

Наведено результати широких теоретичних та експериментальних досліджень впливу магнітного поля на відбиття, пропускання та теплове випромінювання одновимірних магнітооптичних резонаторних структур в ІЧ діапазоні. Представлено теорію, на основі якої можна розраховувати параметри структури для довільного кута падіння випромінювання.

Встановлено, що в умовах оптичного резонансу магнітне поле істотно змінює оптичні характеристики структур. Це зумовлюється впливом фарадеевського обертання площини поляризації випромінювання на умови багатопроменевої інтерференції в резонаторі. Причому ефект спостерігається як для поляризованого, так і неполяризованого світла. Показано, що ці ефекти проявляються і для немонохроматичного світла. Ці результати є новими і нетривіальними, оскільки у всіх класичних магнітооптичних експериментах використовується тільки поляризоване монохроматичне світло.

Отримані результати можуть знайти застосування в створенні нових магнітооптичних приладів, таких як керовані вузькосмугові джерела ІЧ випромінювання різного призначення, модулятори та затвори тощо. При цьому вони можуть працювати як у поляризованому, так і у природному світлі. Аналіз інтерференційної картини дозволяє розробити нові методики визначення параметрів твердого тіла і плоскопаралельних пластин, шарів і структур.

V. Morozhenko

TRANSMISSION, REFLECTION AND THERMAL RADIATION OF MAGNETO-OPTICAL RESONATOR STRUCTURES IN THE INFRARED SPECTRAL RANGE: RESEARCH AND APPLICATION (REVIEW)

The article gives an overview of theoretical and experimental investigations of magneto-optical effects in multilayer and single-layered magneto-optical resonator structures in the infrared spectrum range. Attention is paid to studying the influence of an external magnetic field on the spectral and angular dependences of reflection, transmission and thermal radiation of the structures located in the Faraday geometry with respect to the field. To calculate the optical characteristics of the resonator structures in a magnetic field, it was developed a theory of interaction of radiation with the structure in the conditions of the Faraday rotation of a polarization plane. As a result of the theoretical studies, it was ascertained that rotation of the polarization plane in a magnetic field changes the conditions of multipath interference in the resonator structure. It leads to significant changes in the optical characteristics of the resonator structures, which manifests itself in deformation of the interference pattern of both external light and own thermal radiation. The splitting of interference extremes into two components, which are shifted to the long-wave and short-wave regions of the spectrum, occurs. As a consequence, in the spectral and angular distributions, there is a beat effect with amplitude modulation of intensity oscillations. Moreover, the effect is observed for both polarized and non-polarized light. The theoretical results are confirmed by experimental studies of semiconductor single-layer resonators. In the experiments, the doped III-V compound semiconductors were used. Due to the low value of the electron effective mass, they have pronounced magneto-optical properties beyond the edge of fundamental absorption. On the basis of the obtained results, it has been concluded that the magneto-optical resonator structures are promising objects for creation of a new magneto-controllable optical devices on their basis for the medium and far infrared ranges. Examples of implementation of various radiation sources, optical modulators and switches have been adduced. The new method for determining the parameters of magneto-optical layer by analyzing its spectra in a magnetic field has been proposed.

Keywords: Faraday effect, transmission, reflection, thermal radiation, magneto-optical structures, infrared range.

1. Sun H., Lei Y., Fan S., Zhang Q., Guo H. Cavity-enhanced room-temperature high sensitivity optical Faraday magnetometry. *Phys. Lett. A*. 2017. **381**. P. 129–135.
2. Sycz K., Gawlik W., Zachorowski J. Resonant Faraday effect in a Fabry-Perot cavity. *Opt. Applicata*. 2010. **40**. P. 633–639.
3. Taskova E., Gateva S., Alipieva E., Kowalski K., Glódz M., Szonert J. Nonlinear Faraday rotation for optical limitation. *Appl. Opt.* 2004. **43**. P. 4178–4181.
4. Ling H.Y. Theoretical investigation of transmission through a Faraday-active Fabry-Perot étalon. *J. Opt. Soc. Am. A*. 1994. **11**. P. 754–758.
5. Zamani M., Hocini A. Giant magneto-optical Kerr rotation, quality factor and figure of merit in cobalt-ferrite magnetic nanoparticles doped in silica matrix as the only defect layer embedded in magnetophotonic crystals. *J. Magn. Magn. Mater.* 2018. **449**. P. 435–439.
6. Mikhailova T.V., Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N. et al. Optimization of one-dimensional photonic crystals with double layer magneto-active defect. *Opt. Mater.* 2018. **78**. P. 521–530.
7. Gevorgyan A.H., Golik S.S. Band structure peculiarities of magnetic photonic crystals. *J. Magn. Magn. Mater.* 2017. **439**. P. 320–327.
8. Ignatyeva D.O., Knyazev G.A., Kapralov P.O., Dietler G., Sekatskii S.K., Belotelov V.I. Magneto-optical plasmonic heterostructure with ultranarrow resonance for sensing applications, *Sci. Reports*. 2016. **6**. P. 1–7.
9. Jahani D., Soltani-Vala A., Barvestani J., Hajian H. Magneto-tunable one-dimensional graphene-based photonic crystal. *J. Appl. Phys.* 2014. **115**. P. 153101-1–53101-9.
10. Da H., Liang G. Enhanced Faraday rotation in magnetophotonic crystal infiltrated with graphene. *Appl. Phys. Lett.* 2011. **98**. P. 261915-1–261915-3.
11. Chung K.H., Kato T., Mito S., Takagi H., Inoue M. Fabrication and characteristics of one-dimensional magnetophotonic crystals for magneto-optic spatial light phase modulators. *J. Appl. Phys.* 2010. **107**. P. 09A930-1–09A930-2.
12. Inoue M., Baryshev A.V., Khanikaev A.B. et al. Magnetophotonic materials and their applications. *IEICE Trans. Electron.* 2008. **E91–C**. P.1630–1638.
13. Li Q., Hu L., Mao Q., Jiang H., Hu Z., Xie K., Wei Z. Light trapping and circularly polarization at a Dirac point in 2D plasma photonic crystals, *Opt. Commun.* 2018. **410**. P. 431–437.
14. Wen Zhou, Heming Chen, Ke Ji, Yuyang Zhuang. Vertically magnetic-controlled THz modulator based on 2-D magnetized plasma photonic crystal. *Photonics and Nanostructures – Fundament. Appl.* 2017. **23**. P. 28–35.
15. Deghdak R., Bouchemat M., Lahoubi M., Pu S., Bouchemat T., Otmani H. Sensitive magnetic field sensor using 2D magnetic photonic crystal slab waveguide based on BIG/GGG structure. *J. Comput. Electron.* 2017. **16**. P. 392–400.
16. Baek S., Baryshev A.V., Inoue M. Multiple diffraction in two-dimensional magnetophotonic crystals fabricated by the autocloning method, *J. Appl. Phys.* 2011. **109**. P. 07B701-1–07B701-3.
17. Dokukin M.E., Baryshev A.V., Khanikaev A.B., Inoue M. Reverse and enhanced magneto-optics of opal-garnet heterostructures. *Opt. Exp.* 2009. **17**. P. 9062–9070.
18. Wang Z., Fan S. Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals. *Opt. Lett.* 2005. **30**. P. 1989–1991.
19. Hocini A., Moukhtari R., Khedrouche D., Kahlouche A., Zamani M. Magneto-photonic crystal microcavities based on magnetic nanoparticles embedded in Silica matrix. *Opt. Commun.* 2017. **384**. P. 111–117.
20. Pavlov V.V., Usachev P.A., Pisarev R.V. et al. Optical study of three-dimensional magnetic photonic crystals opal/Fe₃O₄. *J. Magn. Magn. Mater.* 2009. **321**. P. 840–842.
21. Fujikawa R., Baryshev A.V., Khanikaev A.B., Kim J., Uchida H., Inoue M. Enhancement of Faraday rotation in 3D/Bi:YIG/1D photonic heterostructures. *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* 2009. **20**. P. 493–497.
22. Li J., Tang N., Li T., Luo J., Yao L. Highly sensitive sensors of fluid detection based on magneto-optical Tamm state. *Sensors Actuators B*. 2018. **265**. P. 644–651.
23. Wu Y.H., Cheng F., Shen Y.C., Lu G.Q., Li L.L. One-way transmission through merging of magnetic defect state and optical Tamm states. *Optik*. 2016. **127**. P. 3740–3744.
24. Khanikaev A.B., Baryshev A.V., Inoue M., Kivshar Y.S. One-way electromagnetic Tamm states in magnetophotonic structures. *Appl. Phys. Lett.* 2009. **95**. P. 011101-1–011101-3.
25. Kollyukh O.G., Morozhenko V. Angular and spectral peculiarities of the coherent thermal radiation of the magneto-optical Fabry-Perot resonator in a magnetic field. *J. Opt. A*. 2009. **11**. P. 085503-1–085503-6.
26. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах*. Москва, Мир, 1987.
27. Lancaster P. *Theory of Matrices*. New York, Academic Press, 1969.
28. Liptuga A.I., Morozhenko V.O. and Pipa V.I. 1D magnetophotonic crystals as controllable optical elements for the long-wave infrared. *Збірник тез 5-ї міжнародної науково-технічної конференції “СЕМСТ-5”*. 4–8 червня 2012, Одеса. P. 173.
29. Liptuga A.I., Morozhenko V.O., Pipa V.I. Thermal emission of one-dimensional magnetophotonic crystals. *J. Opt.* 2013. **15**. P. 075104-1–075104-6.

30. Liptuga A., Morozhenko V., Pipa V., Venger E., Kostiuk T. Faraday-active Fabry–Perot resonator: transmission, reflection, and emissivity. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2012. **29**. P. 790–796.
31. Madelung O. *Semiconductors: Data Handbook*. Berlin, Springer, 2004.
32. Morozhenko V., Maslov V., Kachur N. Manifestation of the Faraday effect in non-polarized light under optical resonance conditions. *Opt. Commun.* 2018. **426**. P. 423–426.
33. Liptuga A.I., Morozhenko V.O., Pipa V.I. Transmission, Reflection and Thermal Radiation of a Magneto-Optical Fabry-Perot Resonator in Magnetic Field: Investigations and Applications. In: *Infrared Radiation*, V. Morozhenko (ed.). Croatia, InTech, 2012. P. 57–84.
34. Kollyukh O.G., Liptuga A.I., Morozhenko V.O., Pipa V.I. Magnetic-field modulation of the spectrum of coherent thermal radiation of semiconductor layers. *Phys. Rev. B*. 2005. **71**. P. 073306-1–073306-4.
35. Kollyukh O.G., Liptuga A.I., Morozhenko V.O., Pipa V.I. Effect of the optical characteristics of semiconductor resonator structures on the amplitudes of their thermal radiation lines. *Opt. Commun.* 2006. **260**. P. 607–613.
36. B.J. Lee, C.J. Fu, Z.M. Zhang. Coherent thermal emission from one-dimensional photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.* 2005. **87**. P. 071904-1–071904-3.
37. Мороженко В.О. Експериментальне підтвердження аксіальної симетрії теплового випромінювання 1D резонаторної структури. *Тези доповідей VIII Української наукової конференції з фізики напівпровідників, 2–4 жовтня 2018, Ужгород*. С. 241–242.
38. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Андреев А.Л., Польщиков Г.В. *Источники и приемники излучения*. Санкт-Петербург, Политехника, 1991.
39. Кислий В.П., Ліптуга А.І., Мороженко В.А., Піпа В.Й. Визначення кута Фарадея в напівпровідникових плоскопаралельних шарах та структурах. *Тези доповідей V Української наукової конференції з фізики напівпровідників УНКФН-5, 9–15 жовтня 2011, Ужгород*. С. 262–263.
40. Cardona M. Electron Effective Masses of InAs and GaAs as a Function of Temperature and Doping. *Phys. Rev.* 1961. **121**. P. 752–758.
41. Morozhenko V. Magneto-Optical Cavity-Type Resonators as Controllable Narrow-Band Sources of Infrared Radiation. *Am. J. Modern Phys. and Appl.* 2018. **5**, No 4. P. 77–81.
42. Кислий В.П., Ліптуга А.І., Маслов В.П., Мороженко В.О. Вузкосмугове джерело інфрачервоного випромінювання із керованою спектральною характеристикою. *Патент України на винахід № 102615*, МПК: H01L 33/04, H01L 27/15, B82Y 20/00; бюл. № 14/2013.
43. Маслов В.П., Мороженко В.О. Кероване вузкосмугове джерело інфрачервоного випромінювання. *Патент України на винахід №118467*, МПК: H01L 31/09, H01L 27/15, H01L 33/04, бюл. № 2/2019.
44. Маслов В.П., Мороженко В.О. Інфрачервоний керований тест-об'єкт з вузкосмуговим спектром випромінювання. *Патент України на винахід № 117955*, МПК: G01M 11/02, G01J 1/00, F41G 3/32; бюл. № 20/2018.

Институт фізики напівпровідників
 ім. В.Е. Лашкарева НАН України
 41, проспект Науки, 03028 Київ, Україна
 E-mail: morozh@meta.ua