

СПОСІБ РЕЄСТРАЦІЇ КУТА ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛОВОГО ПРОМЕНЯ З ВИКОРИСТАННЯМ ОПТИЧНО ПРОЗОРИХ ФЕРИМАГНІТНИХ КРИСТАЛІВ

А.В. СКРИПЕЦЬ, В.Д. ТРОНЬКО, М.М. АСАНОВ

УДК 681.785.3
© 2012

Національний авіаційний університет
(Прост. Космонавта Комарова, 1, Київ 03680)

Дана робота присвячена аналізу модуляційного фотополяриметра, в якому в ролі активного елемента комірки Фарадея використовується прозорий в інфрачервоному діапазоні феримагнітний кристал, який має на 3-4 порядки більший ефект Фарадея, ніж застосовані раніше парамагнітні кристали. Описаний метод реєстрації кута обертання площини поляризації дозволяє працювати в області оптимальних кутів розгойдування, тобто при максимальному відношенні сигнал-шум. Показано, що при оптимальному куті розгойдування чутливість фотополяриметра зменшується незначно у випадку, коли якість оптичного каналу різко погіршується, тобто при сильній деполаризації світлового променя.

1. Вступ

Вперше модуляційний спосіб реєстрації кута обертання площини поляризації світлового променя був запропонований В.І. Кудрявцевим у роботі [1]. Згодом В.І. Кудрявцевим і Р.Я. Кеймахом був описаний фотополяриметр, що реалізує цей спосіб реєстрації, з автоматичною слідкуючою системою, чутливість якого досягала 0,01 град [2]. Надалі схема фотополяриметра зазнавала різноманітних модифікацій, проте принцип реєстрації кута повороту площини поляризації світлового променя зберігся незмінним. Так, в [3] як джерело випромінювання використовували He-Ne лазер, що дозволило підвищити чутливість вимірювань до 10^{-4} град. У [4] запропонований фотополяриметр з автоматичним зворотним зв'язком, керованим комп'ютером, точність якого становила 10^{-3} град. У [5] в оптичний канал була введена друга комірка Фарадея і запропонова-

на більш досконалу методика вимірювань, що дозволило підняти чутливість до 10^{-6} град. Незважаючи на високу чутливість, модуляційні фотополяриметри поступаються за абсолютною точністю у вимірюванні кута повороту площини поляризації класичним і оптимізованим класичним фотополяриметрам [6-8].

Парамагнітні кристали, що використовуються в модуляційних поляриметрах, мають невеликий поворот площини поляризації (близько одного градуса) при керуючих магнітних полях близько $80 \cdot 10^3$ А/м, для створення яких застосовуються потужні підмагнічувальні соленоїди, що мають велику сталу часу. В результаті такі фотополяриметри хоча і мають високу чутливість, є інерційними, енергоємними і мають великі розміри, тому можуть бути використані переважно в лабораторних умовах. При цьому висока чутливість досягається лише в оптичному каналі з незначною деполаризацією променя, що проходить крізь нього.

Цікавим є дослідження характеристик модуляційного фотополяриметра з оптично прозорим феримагнетиком в ролі активного елемента комірки Фарадея, в якому поворот площини поляризації досягає 100 градусів при магнітних полях близько 80 А/м. У приладовому виконанні такі фотополяриметри малогабаритні, малопотужні і мають високу швидкість.

У роботах [9, 10] викладені результати перших досліджень характеристик модуляційного фотополяриметра з оптично прозорим феримагнітним кристалом. Відзначено, що великий поворот площини по-

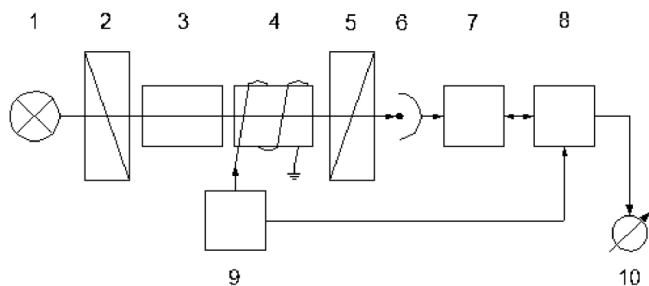


Рис. 1. Блок-схема фотополяриметра: 1 – джерело світла; 2 – поляризатор; 3 – мутне активне середовище; 4 – комірка Фарадея; 5 – аналізатор; 6 – фотоприймач; 7 – підсилювач; 8 – синхронний детектор; 9 – звуковий генератор; 10 – мікроамперметр (індикатор)

поляризації таким кристалом дозволяє працювати з поляризаційними призмиами низької якості, суттєво не зменшуючи при цьому чутливості фотополяриметра, що важливо при його використанні в промислових і реальних “польових” умовах.

У даній роботі продовжено дослідження властивостей фотополяриметра з оптично прозорим феримагнітним кристалом. При цьому враховується вплив на якість оптичного каналу не лише поляризаційних призм, а й досліджуваного мутного середовища, а також комірки Фарадея.

2. Розрахунок параметрів поляриметра

Принципова схема фотополяриметра (рис. 1) аналогічна описаному у роботах [9, 10]. Даний фотополяриметр заздалегідь налаштовується без активного зразка до зникнення сигналу на виході. Зразок повертає площину поляризації, що приводить до появи сигналу, який компенсується шляхом довертання аналізатора на певний кут. Це і є шуканий кут φ , на який активний зразок повернув площину поляризації променя.

Розрахунок параметрів проводимо за допомогою методу вектора Стокса і матриць Мюллера. Для променя світла, який пройшов через фотополяриметр, вектор Стокса визначається за виразом:

$$(Ve)_{PR} = [P_A][P_{FK}][P_{ZR}][P_{POL}](V_i), \quad (1)$$

де $(V_i) = (I_0 \ 0 \ 0 \ 0)$ – вектор Стокса падаючого променя; I_0 – інтенсивність світлового потоку на вході системи; $[P_A]$, $[P_{FK}]$, $[P_{ZR}]$, $[P_{POL}]$ – відповідно матриці, що описують властивості аналізатора [11], комірки Фарадея [12], мутного зразка [8] та поляризатора [11].

Напрями намагніченості в кожному домені феримагнетика розташовані довільно (рис. 2,а), тому стан

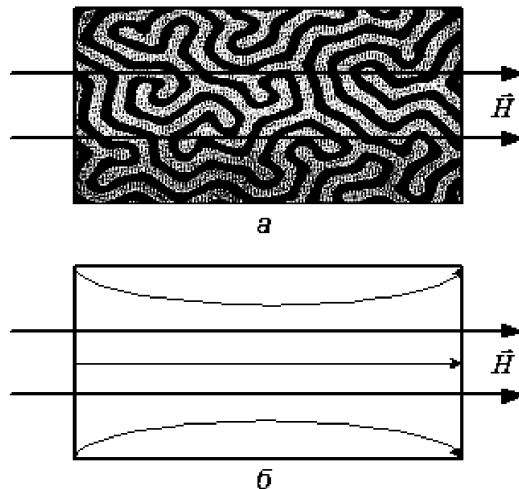


Рис. 2. До пояснення доменної структури феримагнетика: а – доменна структура феримагнітного кристала в магнітних полях, значно менших поля насичення [14]; б – доменна структура феримагнітного кристала в магнітних полях, порівнянних і перевершуючих поля насичення

поляризації по поперечному перетину постійний лише в області, сумірній з розміром домену. Реально стан поляризації змінюється в кожній точці, оскільки світловий промінь в кристалі феримагнетика проходить декілька доменів. При підсумовуванні світлового потоку по всьому поперечному перетину на виході феримагнетика промінь буде деполаризованим. Проте в кожній точці поперечного перетину кристала світло поляризоване. Розсіюванням променя на доменах можна знехтувати, оскільки зміна показника заломлення Δn на їх межі не перевищує 10^{-5} , тобто геометрична форма променя зберігається [13].

Із зростанням зовнішнього магнітного поля збільшується розмір доменів, намагніченість яких направлена уздовж нього. При досягненні полів насичення доменна структура зникає, однак намагніченість кристала буде неоднорідною (рис. 2,б). Лише кристали у формі сфери і еліпсоїда обертання будуть однорідно намагнічені в полях насичення і, отже, у них деполаризація променя буде мінімальна.

Для дослідження впливу доменної структури кристала на світловий промінь, що проходить крізь нього, за аналогією з головними пропусканнями поляризаційних призм (k_1, k_2 [11]) введемо узагальнені параметри k'_1 і k'_2 – найбільше і найменше головні пропускання оптичного каналу відповідно. Параметр k'_1 вимірювався при розташуванні аналізатора на максимумі, а k'_2 – на мінімумі пропускання світла. Вираз для ступеня поляризації світла в оптичному каналі

магтиме вигляд [11]:

$$p' = \frac{k'_1 - k'_2}{k'_1 + k'_2} = 1 - 2Gd',$$

де $Gd' = \frac{k'_2}{k'_1 + k'_2}$ – поляризаційний дефект оптичного каналу фотополариметра (за аналогією з таким самим параметром поляризаційних призм [11]).

На рис. 3 зображені графіки залежності повороту площини поляризації φ' , найбільшого k'_1 і найменшого k'_2 головних пропускань, ступеня поляризації світла p' оптичного каналу від керуючого магнітного поля, що подається на кристал ітрій-галієвого фериту-гранату. При вимірюваннях застосовувалися поляризаційні призми високої якості, внаслідок чого оцінювався деполаризуючий вплив лише доменної структури феримагнетика.

З рис. 3 видно, що k'_1 збільшується, а k'_2 зменшується із збільшенням керуючого магнітного поля, оскільки феримагнетик стає однорідним по намагніченості і деполаризація світла в ньому знижується. Ступінь поляризації p' із збільшенням керуючого магнітного поля зростає і при полях, близьких до полів насичення, дорівнює 0,8, проте одиниці не досягає, оскільки навіть в полях насичення намагніченість кристала по поперечному перетину неоднорідна.

За аналогією з матрицею оптично активного розсіюючого середовища, матрицю комірки Фарадея з оптично прозорим феримагнітним кристалом у ролі активного елемента можна записати у вигляді [8]:

$$[P_{\text{FK}}] = (1 - R_1)^2 e^{-\gamma z} \times$$

$$\times \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p' \cos 2(\theta_- + \theta) & -p' \sin 2(\theta_- + \theta) & 0 \\ 0 & p' \sin 2(\theta_- + \theta) & p' \cos 2(\theta_- + \theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p' \end{bmatrix},$$

де R_1 , γ , z – відповідно коефіцієнти відбиття і поглинання світла коміркою Фарадея та її товщина; θ_- – додатковий кут повороту площини поляризації світла, пов'язаний з геометричними дефектами, залишковою намагніченістю феримагнетика; θ – кутова амплітуда коливань площини поляризації, що змінюється за періодичним законом: $\theta = \theta_0 \Phi(t)$, де $\Phi(t)$ – довільна періодична функція, що змінюється в часі з частотою ω .

З (1) визначимо інтенсивність світлового променя (першу компоненту вектора Стокса), який пройшов

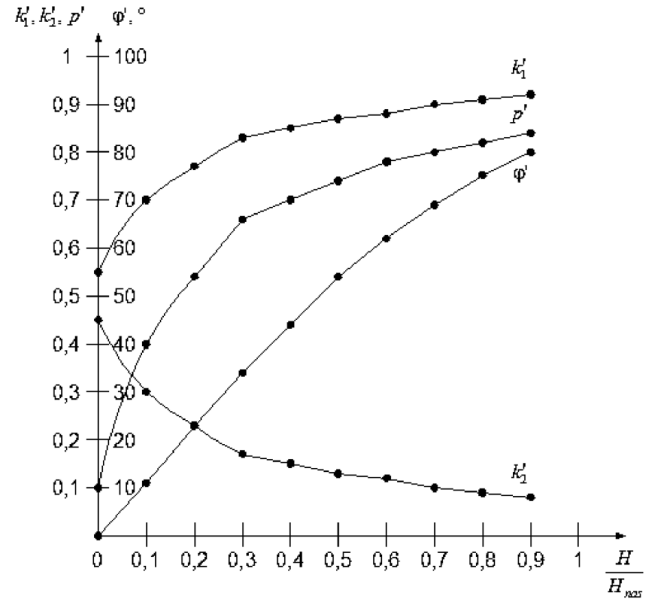


Рис. 3. Графіки залежностей $\varphi' \left(\frac{H}{H_{\text{нас}}} \right)$, $k'_1 \left(\frac{H}{H_{\text{нас}}} \right)$, $k'_2 \left(\frac{H}{H_{\text{нас}}} \right)$, $p' \left(\frac{H}{H_{\text{нас}}} \right)$

через систему:

$$I = \frac{I_0}{4} (1 - R_1)^2 e^{-\gamma z} \times$$

$$\times [(k_1 + k_2)^2 - (k_1 - k_2)^2 p p' \cos 2(\beta - \varphi + \theta + \theta_-)], \quad (2)$$

де p – ступінь поляризації світла в досліджуваній речовині; k_1 і k_2 – головні значення пропускання поляризаційних призм; β – азимут площини найбільшого пропускання аналізатора.

При вимірюваннях площина найбільшого пропускання аналізатора і площина поляризації падаючого на нього світла, яке пройшло досліджуваний зразок, взаємно перпендикулярні з точністю до чутливості експерименту Δ :

$$\beta - \varphi + \theta_- = \frac{\pi}{2} + \Delta \quad [9, 10].$$

Тоді вираз (2) набуває вигляду

$$I = \frac{I_0}{4} (1 - R_1)^2 e^{-\gamma z} (k_1 + k_2)^2 \times$$

$$\times [1 - (1 - 2Gd)^2 p p' \cos 2\theta + 2\Delta(1 - 2Gd)^2 p p' \sin 2\theta],$$

де $Gd = \frac{k_2}{k_1 + k_2}$ – поляризаційний дефект призм [8].

Вираз для інтенсивності на виході фотополариметра збігається з наведеним у роботі [9], якщо відсутня

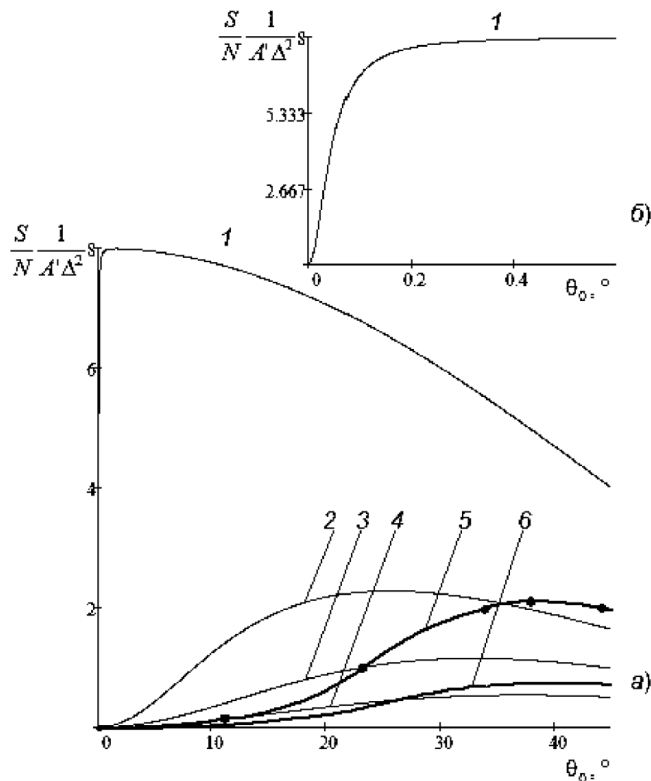


Рис. 4. Залежність $\frac{S}{N}(\theta_0) \frac{1}{A'\Delta^2}$: 1 - $P = 1$; 2 - $P = 0,9$; 3 - $P = 0,7$; 4 - $P = 0,5$

доменна структура комірки Фарадея і її намагніченість однорідна, а досліджуваний зразок не деполяризує світло ($p = p' = 1$).

Визначимо ступінь поляризації світла P , що пройшло через оптичну систему [6]:

$$P = \frac{I_{II} - I_{\perp}}{I_{II} + I_{\perp}} = (1 - 2Gd)^2 pp', \quad (3)$$

де I_{II} і I_{\perp} - відповідно інтенсивності світла, що пройшло через пару поляризаторів при взаємно паралельному і взаємно перпендикулярному їх поляризованих напрямів.

Згідно з формулою (3), P для нашого випадку залежить від властивостей поляризаторів (параметр Gd), комірки Фарадея (ступінь поляризації світла в оптично прозорому феримагнітному кристалі p') та мутного середовища (ступінь поляризації світла в досліджуваній речовині p), тобто від властивостей оптичної системи в цілому. Слід відзначити, що формула (3) справедлива лише для частково лінійно поляризованого випромінювання.

Обчислимо відношення сигнал-шум для даної системи по аналогії з [9]. Вважаємо, що у ролі модулюю-

чих на комірку Фарадея подаються сигнали прямокутної форми. При модуляції прямокутними сигналами p' максимальний за період модуляції:

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} &= \frac{U_C^2}{U_T^2 + U_D^2} = \\ &= \frac{A_1 A^2 \Delta^2 4 (k_1 + k_2)^4 (1 - 2Gd)^4 p^2 p'^2 \sin^2 2\theta_0}{U_T^2 + A_2 A (k_1 + k_2)^2 [1 - (1 - 2Gd)^2 pp' \cos 2\theta_0]}, \end{aligned}$$

де U_C, U_D, U_T - відповідно напруга, створювана сигналом, дробовими та тепловими шумами; $A_1 = N^2 R^2 \mu$; $A_2 = 2e' \Delta f N k R^2$; $A = \frac{e' \eta}{h\nu} (1 - R_1)^2 e^{-\gamma z} \frac{I_0}{4}$; N - коефіцієнт множення фотопомножувача; R - вихідний опір навантаження; μ - коефіцієнт депресії сигналу в просторі фотокатод-перший диод; $e' = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл - заряд електрона; Δf - діапазон частот; k - додатковий множник, залежний від випадкових коливань струму, що виникають на діодах ($k = 2,5$); η - квантовий вихід; $h\nu$ - енергія фотона [9, 15]. Шляхом перетворень отримаємо

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} &= A' \Delta^2 (k_1 + k_2)^2 \times \\ &\times \frac{4(1 - 2Gd)^4 p^2 p'^2 \sin^2 2\theta_0}{\frac{U_T^2}{A_2 A (k_1 + k_2)^2} + 1 - (1 - 2Gd)^2 pp' \cos 2\theta_0}, \quad (4) \end{aligned}$$

де $A' = \frac{A_1}{A_2} A$.

Підставимо вираз для P з (3) у відношення сигнал-шум (4):

$$\frac{S}{N} = A' \Delta^2 (k_1 + k_2)^2 \frac{4P^2 \sin^2 2\theta_0}{\frac{U_T^2}{A_2 A (k_1 + k_2)^2} + 1 - P \cos 2\theta_0}. \quad (5)$$

На рис. 4 зображені криві залежності відношення сигнал-шум від кута розгойдування для різних значень ступеня поляризації світла в оптичному каналі. Тут і надалі у розрахунках були прийняті такі значення параметрів: $A = 5 \cdot 10^{-3}$; $A_1 = 2 \cdot 10^{13}$; $A_2 = 2 \cdot 10^{-6}$; $I_0 = 20$ мВт; $U_T = 0,2$ мкВ [15]. Крива 1 побудована для ідеального недеполяризовуючого оптичного каналу з $P = 1$. Криві 2-4 побудовані з урахуванням впливу поляризаційних призм та мутного активного середовища при $k_1 = 0,7$; $k_2 = 0,01$; $p' = 1$. Крива 5 побудована без урахування впливу поляризаційних призм та мутного активного середовища, причому ступінь поляризації P у кожній точці змінюється зі зміною кута розгойдування та відповідно p' . Крива 6 побудована

з урахуванням впливу всіх елементів оптичного каналу при $k_1 = 0,7$; $k_2 = 0,01$; $p = 0,9$, причому ступінь поляризації P у кожній точці змінюється зі зміною кута розгойдування та відповідно p' .

З рис. 4 видно, що залежність відношення сигнал-шум від кута розгойдування проходить через максимум. Кути розгойдування, що відповідають максимальному значенню S/N , називають оптимальними. На рис. 4,б зображена залежність відношення сигнал-шум від значення кута розгойдування при $P = 1$ в зоні малих θ_0 .

При $P = 1$ крива залежності $S/N(\theta_0)$ виходить з початку координат і проходить через максимум, що не було зазначено в попередньому дослідженні [9]. Це пов'язано з тим, що в даній роботі враховувалися теплові шуми, які хоч і невеликі, але впливають на значення відношення сигнал-шум в області малих кутів розгойдування, тоді як дробові шуми зводяться практично до нуля через відсутність деполяризації світлового променя. З рис. 4,а видно, що при зменшенні P , тобто погіршенні якості оптичного каналу, оптимальні кути розгойдування збільшуються, а максимальні значення S/N , що відповідають цим кутам, зменшуються.

З рис. 4,а видно, що комірка Фарадея на ітрієво-галієвому фериті-гранаті істотно деполяризує світловий промінь, що проходить крізь неї, проте при цьому відношення сигнал-шум і відповідно чутливість зменшується лише в 4 рази порівняно з повністю недеполяризуючою оптичною системою (крива 5).

Криві 2 і 5 на рис. 4 мають практично однакові значення максимуму залежності $S/N(\theta_0)$, однак оптимальний кут розгойдування кривої 5 в два рази перевищує оптимальний кут кривої 2. Це результат впливу доменної структури оптично прозорого феримагнетика, яка при малих магнітних полях значно деполяризує світловий промінь, що проходить крізь нього. Отже, вплив доменної структури аналогічно розсіюванню світла в оптичному каналі з $P = 0,9$.

2.1. Оптимальний кут розгойдування

Знайдемо θ_0 оптимальний, за якого відношення сигнал-шум буде максимальним. Для цього візьмемо похідну від виразу (5) і прирівняємо нулю:

$$\cos 2\theta_{0\text{OPT}} = \frac{\frac{U_T^2}{A_2 A (k_1 + k_2)^2} + 1}{P} -$$

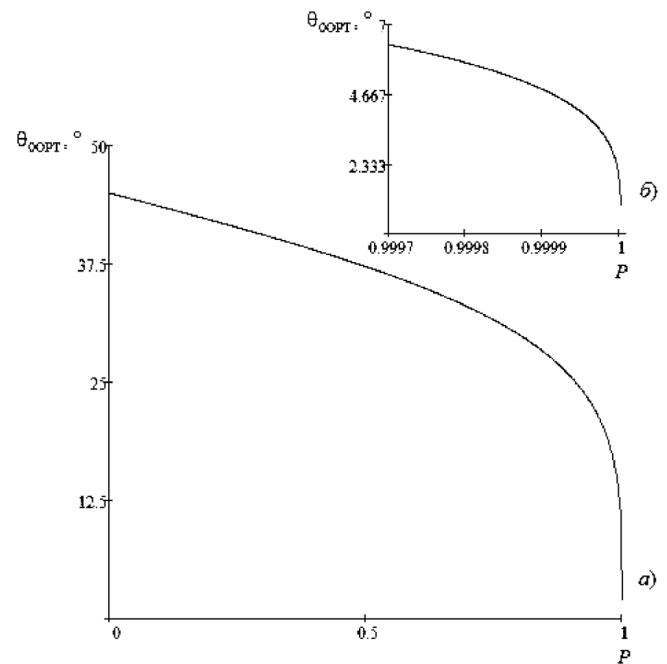


Рис. 5. Залежність $\theta_{0\text{OPT}}(P)$

$$- \sqrt{\left(\frac{\frac{U_T^2}{A_2 A (k_1 + k_2)^2} + 1}{P} \right)^2} - 1.$$

Підставивши θ_0 оптимальний у відношення сигнал-шум, отримуємо значення S/N максимальне. На рис. 5,а зображений графік залежності оптимального кута розгойдування від ступеня поляризації світла в оптичному каналі. Під час розрахунків були прийняті такі значення параметрів: $k_1 = 0,7$; $k_2 = 0,01$ (варто зазначити, що при $P = 1$ $k_1 = 1$ та $k_2 = 0$). З графіка видно, що із збільшенням якості оптичного каналу оптимальні кути розгойдування зменшуються, а при P близьких до одиниці відбувається різке падіння значень θ_0 . Проте при $P = 1$ $\theta_0 \neq 0$ (рис. 5,б), оскільки слід враховувати вплив теплових шумів, як це було зазначено вище.

2.2. Кут розбалансування

Мінімальний кут розбалансування визначається з умови, що відношення сигнал-шум дорівнює одиниці, і згідно з виразом (5), по аналогії з [10], буде дорівнювати:

$$\Delta = \sqrt{\frac{1 - \frac{U_T^2}{A_2 A (k_1 + k_2)^2} + 1 - P \cos 2\theta_0}{A' (k_1 + k_2)^2 4P^2 \sin^2 2\theta_0}}.$$

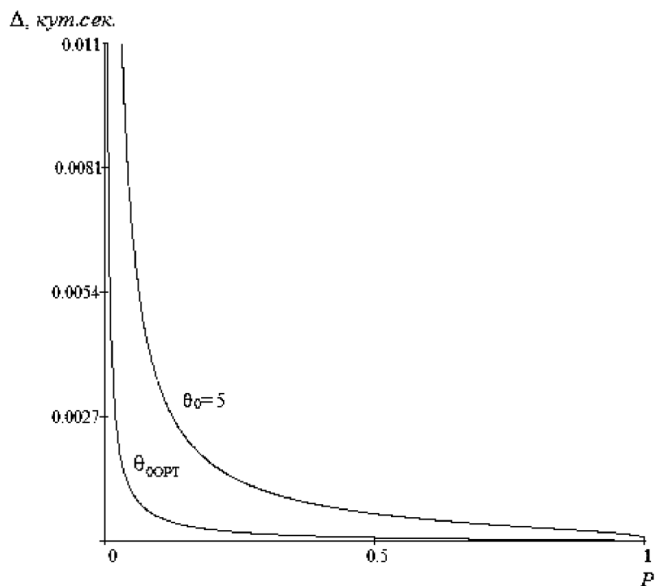


Рис. 6. Залежність чутливості системи $\Delta(P)$

Теоретичні криві на рис. 6 ілюструють залежність кута розбалансування, тобто чутливості системи, від ступеня поляризації світла в оптичному каналі P при різних, у тому числі при оптимальному, значеннях кута розгойдування θ_0 . При розрахунках були прийняті такі значення параметрів: $k_1 = 0,7$; $k_2 = 0,01$ (варто зазначити, що при $P = 1$ $k_1 = 1$ та $k_2 = 0$). З графіка видно, що за малих P спостерігається різка залежність чутливості системи від параметра θ_0 . При зменшенні кута розгойдування чутливість погіршується і її максимум зміщується у бік великих значень параметра P . При оптимальному ж куті розгойдування чутливість фотополариметра максимальна для даного P . При цьому оптимальний кут розгойдування свій для кожного значення P .

3. Висновки

1. Модуляційний фотополариметр на прозорому феримагнітному кристалі за рахунок великого кута розгойдування дозволяє зберегти високе значення відношення сигнал-шум і, відповідно, чутливості, навіть при великому засвіченні фотоприймача, яке виникає за рахунок деполяризації і розсіювання світлового променя досліджуванним мутним середовищем, доменною структурою фериту і т. ін.

2. Модулювати комірку Фарадея з прозорим феримагнетиком слід прямокутними сигналами, щоб мінімізувати вплив засвічення, пов'язаного з деполяризацією світлового променя доменною структурою кри-

стала, оскільки в цьому випадку ступінь поляризації кристала максимальний за період модуляції.

3. Нами узагальнено поняття ступеня поляризації променя в оптичному каналі, використання якого в розрахунках дозволить виконувати повний аналіз роботи фотополариметра і отриманих результатів, оскільки даний параметр залежить від оптичного каналу взагалі.

4. Даний спосіб реєстрації кута повороту площини поляризації може застосовуватися в системах вимірювання концентрації оптично активних речовин в розчинах [16], перенесення азимутального напрямку [17], визначення параметрів поляризаційного випромінювання [18] тощо.

1. В.И. Кудрявцев, *Способ определения угла вращения плоскости поляризации света оптически активными веществами*, А. с. СССР № 65654, 31.01.1946.
2. Р.Я. Кеймах, В.И. Кудрявцев, *Приборостроение* **11**, 10 (1959).
3. Y. Chang and X. Qian, *Chinese J. Quant. Electr.* **16**, 490 (1999).
4. T. Kawamura, H. Onishi, and N. Sonoda, Patent EP 1300670 A2 (09.04.2003); *Bulletin* (2003/15).
5. Sh. Fan, L. Xu, and L. Liu, *J. Huazhong Univ. Sci. Technol.* **2**, 122 (2007).
6. В.С. Запаский, *Журнал прикладной спектроскопии* **37**, 181 (1982).
7. С.Г. Гарасевич, П.И. Кореньюк, Ю.О. Мягченко, С.И. Осипов, О.В. Слободянюк, *Вісник Київського університету, серія: фізико-математичні науки* **1**, 311 (1999).
8. А.И. Пеньковский, *Способ измерения концентрации оптически активных веществ в мутных растворах и устройство для его осуществления*, Патент РФ № 2325630, 27.05.2008, Бюл. (15).
9. И.А. Дерюгин, Ю.А. Кузнецов, В.Д. Тронько, *Опт. и спектр.* **28**, 415 (1970).
10. А.И. Ванюрихин, Ю.А. Кузнецов, В.Ф. Майстренко, В.Д. Тронько, *Оптико-механическая промышленность* **8**, 30 (1970).
11. У. Шерклиф, *Поляризованный свет* (Мир, Москва, 1965).
12. А.В. Скрипеч, В.Д. Тронько, М.М. Асанов, *Вісник астрономічної школи* **7**, 93 (2011).
13. Г.А. Смоленский, *Ферриты и их техническое применение* (Наука, Ленинград, 1975).
14. Ф.В. Лисовский, *Физика цилиндрических магнитных доменов* (Советское радио, Москва, 1979).

15. А.В. Павлов, А.И. Черников, *Приемники излучения оптико-электронных приборов* (Энергия, Москва, 1972).
16. А.В. Скрипець, В.Д. Тронько, М.М. Асанов, *Спосіб реєстрації кута повороту площини поляризації світлового потоку в мутних активних середовищах*, Патент України № 92837, 10.12.2010, Бюл. (23).
17. А.В. Скрипець, В.Д. Тронько, М.М. Асанов, *Електроніка та системи управління* **1**, 5 (2011).
18. А.В. Скрипець, В.Д. Тронько, М.М. Асанов, *Вісник астрономічної школи* **7**, 155 (2011).

Одержано 02.04.12

СПОСОБ РЕГИСТРАЦИИ УГЛА ВРАЩЕНИЯ
ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТОВОГО
ЛУЧА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКИ
ПРОЗРАЧНЫХ ФЕРРИМАГНИТНЫХ
КРИСТАЛЛОВ

А.В. Скрипец, В.Д. Тронько, М.М. Асанов

Резюме

Данная работа посвящена анализу модуляционного фотополариметра, в котором в качестве активного элемента ячейки Фарадея используется прозрачный в инфракрасном диапазоне ферримагнитный кристалл, который обладает на 3-4 порядка большим эффектом Фарадея, чем применяемые ранее парамагнитные кристаллы. Описанный метод регистрации угла вращения плоскости поляризации позволяет работать в области

оптимальных углов раскачки, т.е. при максимальном отношении сигнала к шуму. Показано, что при оптимальном угле раскачки таким кристаллом чувствительность фотополариметра уменьшается незначительно, в то время как качество оптического канала резко ухудшается, т.е. при сильной деполаризации проходящего светового луча.

REGISTRATION OF THE ROTATION
ANGLE OF LIGHT-BEAM POLARIZATION
PLANE WITH THE USE OF OPTICALLY
TRANSPARENT FERRIMAGNETIC CRYSTALS

A.V. Skrypets, V.D. Tronko, M.M. Asanov

National Aviation University
(1, Cosmonaut Komarov Ave., Kyiv 03058, Ukraine;
e-mail: marlen_as@mail.ru)

S u m m a r y

We have analyzed a modulation photopolarimeter, in which the active element is a ferrimagnetic crystal transparent in the infrared range. The Faraday effect is 3 to 4 times stronger than that for applied earlier paramagnetic crystals. The method developed for the registration of a polarization-plane rotation angle allows one to work in the range of the optimum amplitudes of polarization-plane angular vibrations, i.e. when the signal-to-noise ratio is maximal. It has been shown that, in this case, the sensitivity of the photopolarimeter decreases insignificantly, if the quality of the optical channel gets worse sharply, i.e. if the passing light beam is strongly depolarized.