

І.В. ЛІНЧЕВСЬКИЙ, Т.І. ШЕВЧЕНКО

Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут"
(Просп. Перемоги, 37, Київ 03056; e-mail: igorvl2009@gmail.com)**ВИКОРИСТАННЯ
МАГНІТООПТИЧНИХ КРИСТАЛІВ
ДЛЯ РЕЄСТРАЦІЇ МЕХАНІЧНИХ НАПРУЖЕНЬ**

УДК 537.632.4+535.565

Розроблено теорію зворотного магнітомеханічного ефекту в кубічних кристалах. Запропонована модель враховує зміни намагніченості магнітострикційного матеріалу, в зовнішньому поляризовуючому магнітному полі, при створенні деформацій стиснення-розтягу та деформацій зсуву. Показано, що напрямок магнітного поля значно впливає на величину зворотного магнітомеханічного ефекту. На прикладі вісмут ітрієвого ферит гранату отримано, що застосування ефекту Віллари в поєднанні з оптичними методами реєстрації зміни намагніченості дозволяє вимірювати мінімальні питомі напруження на рівні 10^{-4} Па·м для деформації стиснення-розтягу та 10^{-3} Па·м для деформації зсуву.

Ключові слова: ефект Фарадея, ефект Віллари, магнітооптичний кристал, деформація.

1. Вступ

Предметом постійного інтересу для виробників та інженерів-розробників є магнітострикційні датчики на основі зворотного магнітомеханічного ефекту – ефекту Віллари (ЕВ) [1, 2]. До недавнього часу дослідження ЕВ проводилися з феро- та ферімагнетиками (Fe, Ni, Co, Gd, Tb та іншими), а також з рядом сплавів і феритів. Певні успіхи в даному напрямі пов'язані з появою нових речовин з високою (порядку 10^{-3}) магнітострикцією λ (наприклад, Terfenol-D ($Tb_xDy_{1-x}Fe_y$) [3], Galfenol (Fe_xGa_{1-x}) [4]). Позитивний вплив на дослідження ЕВ мали досягнення у суміжному напрямку по створенню композиційних структур з магнітоелектричними властивостями [5].

Нагадаємо основні особливості ЕВ: при малих змінних напругах, з термодинамічних співвідношень отримуємо, що

$$(\partial\lambda)/(\partial H)_\sigma = (\partial B)/(\partial\sigma)_H, \quad (1a)$$

де $(\partial\lambda)/(\partial H)_\sigma$ – зміна магнітострикції при зміні напруженості магнітного поля (МП) H – при постійному механічному напруженні σ , $(\partial B)/(\partial\sigma)_H$ – зміна індукції МП B при зміні напруги у постійному МП [6]. Із виразу (1a) випливає, що величина $\partial M/\partial\sigma$, (M – намагніченість) є характеристикою,

що визначає ЕВ, а її значення зростає для речовин, що мають максимальне значення λ .

Вивчення залежності $M(\sigma)$ виявилось предметом досліджень, описаних у роботах [7–9]. При спробах отримати аналітичну залежність $M(\sigma)$ в роботі [7] не враховувалася енергія пружності зразка. Проте, в роботі [9] показано, що зміна індукції МП залежить від амплітуди і знака деформації. У роботах [10, 12] на прикладі полікристалічних зразків показано, що залежність $M(\sigma)$ асиметрична при деформаціях стиснення-розтягу, а величина ЕВ зменшується із зростанням напруги [13]. Проте практичні формули, котрі дозволили б зробити відповідні розрахунки, відсутні. Дослідження ЕВ проводилися, як правило, в умовах, коли до зразка прикладалося механічне напруження стиснення-розтягу [5] або гідростатичного тиску [6], а виміру підлягала величина індукції МП, причому відстежувалися також зміни кривих намагніченості зразка [7]. Теоретична модель ЕВ при деформаціях стиснення-розтягу, а також зсуву в кубічних кристалах, наскільки відомо, не запропонована і є одним з предметів розробки даного повідомлення.

Окрім необхідності використання матеріалів з високою магнітострикцією для створення датчиків деформацій завжди виникає питання виміру змінного параметра. Окремою проблемою при дослідженні ЕВ є детектування змін намагніченості

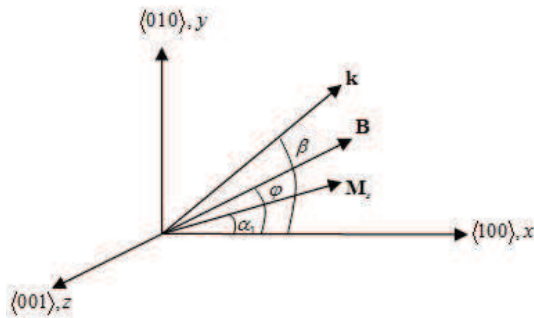


Рис. 1. Геометрія поставленої задачі

у ферімагнетиках. На сьогоднішній день широко поширення набув індукційний (трансформаторний) спосіб виміру змінної складової індукції магнітного поля, що виникає при механічних деформаціях осердя з магнітного матеріалу. Такий спосіб вимірювання намагніченості на практиці має обмежений верхній діапазон частот, що пов'язано із зменшенням розмірів осердя з магнітострикційного матеріалу і зростанням поля розсіювання котушки на високих частотах (понад 100 кГц). Використання його також неможливе при вимірюванні сталих механічних напружень та у випадку застосування мініатюрних чутливих елементів на основі плівок. Таким чином, вибір матеріалу і питання вимірювання змінної складової намагніченості повинні розглядатися спільно. Альтернативним індукційному способу вимірювання механічних напружень може слугувати оптичний метод із застосуванням магнітооптичних кристалів, в котрих проявляється явище магнітострикції. При цьому зовнішні механічні напруження приводять до зміни намагніченості зразка, а за допомогою оптичних ефектів (Фарадея і Коттона-Мутона) відбувається вимірювання змінної складової вектора намагніченості [14]. Тут можуть бути запропоновані кристали ферит гранату ітрію, тербію, європію, а також вісмут ітрієвого ферит гранату ($Y_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$) ($\lambda_{100} = -1,4 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{111} = -3,8 \cdot 10^{-6}$, питомий кут повороту площини поляризації $\theta_F = 10^3$ град \cdot см $^{-1}$ [15]), та галлат гранату тербію ($Tb_3Ga_5O_{12}$) ($\lambda_{100} = -3,3 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{111} = 12 \cdot 10^{-6}$, $\theta_F = 3 \cdot 10^3$ град \cdot см $^{-1}$) [16], та інші магнітооптичні кристали, що мають високі показники магнітострикції та питомих величин магнітооптичних ефектів. Враховуючи те, що поляриметричними методами вдається реєструвати не-

значні (порядку 10^{-6} [17]) кути повороту площини поляризації, це дає змогу значно знизити вимоги до параметрів магнітострикції. До переваг оптичного метода вимірювання намагніченості можна віднести можливість вимірювання за допомогою світла окремих проекцій вектора намагніченості. Тому з'являється додаткова можливість підвищення чутливості метода за рахунок оптимізації напрямку світла та магнітного поля відносно основних кристалографічних осей.

У даній роботі на прикладі магнітооптичного кристала кубічної сингонії запропонована методика розрахунку залежності намагніченості зразка залежно від напрямку поляризуючого магнітного поля і величини напружень при деформаціях стиснення-розтягу та зсуву. Шляхом вибору напрямку оптичного випромінювання проведена оптимізація вихідного сигналу з точки зору досягнення його максимуму при оптичному методі реєстрації ЕВ. Приведено оцінювальні значення для чутливості даного способу у разі використання зразка із вісмут ітрієвого ферит гранату при деформаціях стиснення-розтягу та зсуву.

2. Математична модель

При розгляді ЕВ будемо вважати, що ферімагнетик має кубічну симетрію кристалічної ґратки. Для визначеності будемо вважати, що вектор індукції магнітного поля \mathbf{B} і хвильовий вектор \mathbf{k} оптичного випромінювання лежать у одній з кристалографічних площин (рис. 1). Сам зразок має однодоменну структуру з вектором намагніченості \mathbf{M}_s .

Вирази для енергій у термодинамічному потенціалі можна представити таким чином [6]:

$$E_k = \frac{k_1}{8}(1 - \cos 4\alpha_1); \quad E_H = -BM_s \cos(\phi_0 - \alpha_1),$$

$$E_y = \frac{c_{11}}{2}(e_{xx}^2 + e_{yy}^2 + e_{zz}^2) + \frac{c_{44}}{2}(e_{xy}^2 + e_{yz}^2 + e_{xz}^2) + \frac{c_{12}}{2}(e_{xx}e_{yy} + e_{yy}e_{zz} + e_{xx}e_{zz}), \quad (1)$$

$$E_{my} = b_1 \left\{ e_{xx} \left(\cos^2 \alpha_1 - \frac{1}{3} \right) + e_{yy} \times \left(\sin^2 \alpha_1 - \frac{1}{3} \right) - \frac{e_{zz}}{3} \right\} + b_2 e_{xy} \cos \alpha_1 \sin \alpha_1,$$

де E_k , E_H , E_y , E_{my} – енергія анізотропії, зеєманівська, пружна та магнітопружна енергії, e_{ii} , e_{ij} – деформації, $i, j = x, y, z$, b_1, b_2 – константи магніто-

пружності, c_{mm} , c_{mn} – елементи тензора пружності, k_1 – константа анізотропії.

У відсутності зовнішніх напружень, мінімізуючи повну енергію по деформаціях e_{ii} і e_{ij} , отримуємо вирази для початкових деформацій:

$$\begin{aligned} e_{xx}^{(0)} &= \frac{\Delta_1}{\Delta}, & e_{yy}^{(0)} &= \frac{\Delta_2}{\Delta}, \\ e_{zz}^{(0)} &= \frac{\Delta_3}{\Delta}, & e_{xy}^{(0)} &= -b_2 \sin 2\alpha_1 / 2c_{44}, \end{aligned} \quad (2)$$

де

$$\begin{aligned} \Delta &= c_{11}^3 + \frac{c_{12}^3}{4} - 3c_{11} \frac{c_{12}^2}{4}, \\ \Delta_1 &= b_1 \left[c_{11}^2 \left(\frac{1}{3} - \cos^2 \alpha_1 \right) + \frac{c_{12}^2}{4} \cos 2\alpha_1 - \frac{c_{11}c_{12}}{2} \left(\frac{2}{3} + \sin^2 \alpha_1 \right) \right], \\ \Delta_2 &= b_1 \left[c_{11}^2 \left(\frac{1}{3} - \sin^2 \alpha_1 \right) + \frac{c_{12}^2}{4} \left(\frac{1}{3} - \cos 2\alpha_1 \right) - \frac{c_{11}c_{12}}{2} \left(\frac{2}{3} - \cos^2 \alpha_1 \right) \right], \\ \Delta_3 &= \frac{b_1}{3} \left[c_{11}^2 - \frac{c_{12}^2}{2} + \frac{c_{11}c_{12}}{6} \right]. \end{aligned}$$

Рівноважне положення вектора \mathbf{M}_s у відсутності зовнішніх напружень визначається через кут $\alpha_1^{(0)}$, який з врахуванням виразу (1a) знайдемо із розв'язку рівняння:

$$\begin{aligned} &\frac{k_1}{2} \sin 4\alpha_1^0 - BM_s \sin(\phi - \alpha_1^0) + \\ &+ c_{11}(e_{xx}^{(0)}(e_{xx}^{(0)})' + e_{yy}^{(0)}(e_{yy}^{(0)})') + c_{44}e_{xy}^{(0)}(e_{xx}^{(0)})' + \\ &+ \frac{c_{12}}{2}(e_{xx}^{(0)}(e_{yy}^{(0)})' + 2e_{yy}^{(0)}(e_{xx}^{(0)})' + e_{zz}^{(0)}((e_{xx}^{(0)})' + \\ &+ (e_{yy}^{(0)})') + b_1 \left\{ (e_{xx}^{(0)})' \left(\cos^2 \alpha_1^0 - \frac{1}{3} \right) + \right. \\ &+ e_{xx}^{(0)} \sin 2\alpha_1^0 + (e_{yy}^{(0)})' \left(\sin^2 \alpha_1^0 - \frac{1}{3} \right) + e_{yy}^{(0)} \sin 2\alpha_1^0 \left. \right\} + \\ &+ \frac{b_2}{2}(e_{xy}^{(0)})' \sin 2\alpha_1^0 + b_2 e_{xy}^{(0)} \cos 2\alpha_1^0 = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Згідно з виразами (2) і (3) визначимо початкові деформації $e_{ii}^{(0)} = e_{ii}(\alpha_1^0)$, $e_{ij}^{(0)} = e_{ij}(\alpha_1^0)$. При створенні зовнішніх напружень деформації складаються [18]:

$$e_{ii} = e_{ii}^{(0)} + e_{ii}^\sigma \quad \text{та} \quad e_{ij} = e_{ij}^{(0)} + e_{ij}^\sigma, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{де } e_{ii}^\sigma &= \frac{\sigma_{ii}}{c_{11} - c_{12}} - \frac{c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}), \\ e_{ij}^\sigma &= \sigma_{ij} / 2c_{44} \end{aligned}$$

Як видно, зовнішні напруження призводять до повороту вектора намагніченості, який при цьому займає положення α_1^σ . При деформаціях значення кута α_1^σ знаходимо з умови мінімуму термодинамічного потенціалу, записаного з урахуванням зовнішніх напружень. Наприклад, у разі деформацій стиснення-розтягу, коли $\sigma_{xx} = \sigma \neq 0$, $\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{ij} = 0$, відповідна умова визначається рівнянням (5):

$$\begin{aligned} &\frac{k_1}{2} \sin 4\alpha_1^\sigma - B_s \sin(\phi - \alpha_1^\sigma) + b_1 \left[-(e_{xx}^{(0)} + \right. \\ &+ e_{xx}^\sigma(\sigma)) \sin 2\alpha_1^\sigma + (e_{yy}^{(0)} + e_{yy}^\sigma(\sigma)) \sin 2\alpha_1^\sigma \left. \right] + \\ &+ b_2 e_{xy}^{(0)} \cos 2\alpha_1^\sigma = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Розв'язки рівняння (5) визначають залежність $\alpha_1^\sigma(\sigma)$. Зокрема, з нього випливає, що

$$\begin{aligned} \partial \alpha_1^\sigma / \partial \sigma_{xx} &= \\ &= \{-3\lambda_{100} (c_{11} + c_{12}) \sin 2\alpha_1^\sigma / (c_{11} + 2c_{12})\} / \\ &/ \left\{ \left[4k_1 \cos 4\alpha_1^\sigma + 2BM_s \cos(\phi - \alpha_1^\sigma) + \right. \right. \\ &+ 6\lambda_{100} \left((e_{xx}^{(0)} - e_{yy}^{(0)}) (c_{11} - c_{12}) - \sigma_{xx} \right) \cos 2\alpha_1^\sigma \left. \right] + \\ &+ 12\lambda_{111} c_{44} e_{xy}^{(0)} \sin 2\alpha_1^\sigma \left. \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

де α_1^σ визначено розв'язком рівняння (5).

У випадку деформацій зсуву, за умови $\sigma_{xy} = \sigma \neq 0$, кут α_1^σ визначається рівнянням:

$$\begin{aligned} &\frac{k_1}{2} \sin 4\alpha_1^\sigma - BM_s \sin(\phi - \alpha_1^\sigma) + \\ &+ b_1 (e_{xx}^{(0)} \sin(-2\alpha_1^\sigma) + e_{yy}^{(0)} \sin 2\alpha_1^\sigma) + \\ &+ b_2 \left(e_{xy}^{(0)} + \frac{\sigma_{xy}}{2c_{44}} \right) \cos 2\alpha_1^\sigma = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Відповідно, з останнього рівняння випливає, що похідна $\partial \alpha_1^\sigma / \partial \sigma_{xy}$ набуває вигляду

$$\begin{aligned} \partial \alpha_1^\sigma / \partial \sigma_{xy} &= \{3\lambda_{111} \cos 2\alpha_1^\sigma\} / \\ &/ \left\{ \left[4k_1 \cos 4\alpha_1^\sigma + 2BM_s \cos(\phi - \alpha_1^\sigma) + \right. \right. \\ &+ 6\lambda_{100} (c_{11} - c_{12}) (e_{yy}^{(0)} - e_{xx}^{(0)}) \cos 2\alpha_1^\sigma - \\ &- 12\lambda_{111} \sin 2\alpha_1^\sigma (e_{xy}^{(0)} c_{44} + \sigma_{xy}) \left. \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

де α_1^σ визначено розв'язком рівняння (7).

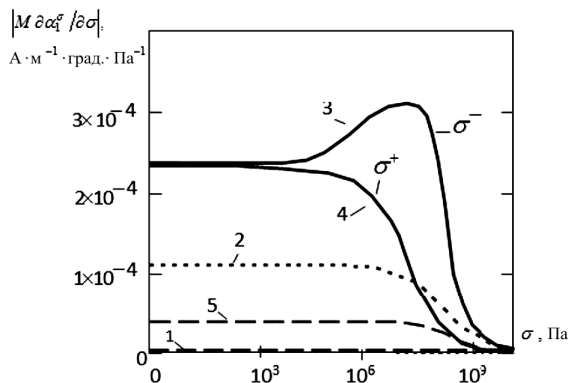


Рис. 2. Залежність параметра $M\partial\alpha_1^\sigma/\partial\sigma$ від напруження σ_{xx} при різних напрямках МП ($\varphi = 0; 10$ та 44 град) криві 1; 2; та 3, 4, відповідно. Знаки \pm показують характер деформації: “ σ^+ ” – розтяг, “ σ^- ” – стиснення. Крива 5 відповідає деформації зсуву σ_{xy} ($\varphi = \pi/6$)

При класичних способах вимірювання намагніченості, заснованих на законі електромагнітної індукції, визначенню підлягає змінна складова $M(\sigma) = M_s \cos(\phi - \alpha_1^\sigma)$ і, відповідно, похідна:

$$\partial M / \partial \sigma = M_s \sin(\phi - \alpha_1^\sigma) \partial \alpha_1^\sigma / \partial \sigma. \quad (9)$$

Зокрема, при проведенні вимірювань з використанням виразу (9) при кутах $\phi = 0$ або $\pi/2$ і значеннях індукції МП $B = (0,5, 0,7)B_s$, (B_s – індукція МП насичення) величина α_1^σ , що визначається виразом (5), набуває значення $\alpha_1^\sigma \approx \phi$, тоді згідно з (9) значення $\partial M / \partial \sigma \rightarrow 0$.

При використанні ефектів Фарадея і Коттона-Мутона для виявлення змін намагніченості кристала вимірюваним параметром є паралельна M_{\parallel} і перпендикулярна M_{\perp} складові вектора намагніченості відносно осі поширення світла (\mathbf{k}). Тому, при вимірюванні ЕВ оптичними методами існує можливість вимірювання параметрів:

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \partial M_{\parallel} / \partial \sigma = M \sin(\beta - \alpha_1^\sigma) \partial \alpha_1^\sigma / \partial \sigma, \\ \Lambda_2 &= \partial M_{\perp} / \partial \sigma = M \cos(\beta - \alpha_1^\sigma) \partial \alpha_1^\sigma / \partial \sigma, \end{aligned} \quad (10)$$

де під σ мається на увазі σ_{xx} або σ_{xy} .

У виразі (10) на відміну від виразу (9) максимальні значення Λ_1 або Λ_2 досягаються при співвідношеннях:

$$\begin{cases} \beta - \alpha_1^\sigma = \pi/2, \\ \beta - \alpha_1^\sigma = 0. \end{cases} \quad (11)$$

3. Обговорення результатів

Вибором напрямку поширення світла нескладно забезпечити одну з умов (11), при цьому для малих напружень значення кута $\alpha_1^\sigma \approx \alpha_1^{(0)}$ визначається виразом (3). Для визначеності приймемо, що для детектування змін намагніченості буде використовуватися лінійний по намагніченості магнітооптичний ефект. У такому випадку необхідно вибрати умову $\beta - \alpha_1^\sigma = \pi/2$. Отже, оптичні методи вимірювання ЕВ дають можливість отримати максимально можливі значення Λ_1 або Λ_2 рівні $M\partial\alpha_1^\sigma/\partial\sigma$.

Подальші розрахунки наведені для магнітооптичного кристала з вісмут ітрієвого ферит гранату ($Y_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$) ($c_{11} = 108$ ГПа, $c_{12} = 107,7$ ГПа, $b_1 = -3,48 \cdot 10^{-5}$ Дж/м³, $b_2 = -6,96 \cdot 10^{-5}$ Дж/м³, $k_1 = 6,2 \cdot 10^2$ Дж/м³, $J_s = 1,1 \cdot 10^4$ А/м, $B = 0,5$ Т.

На рис. 2 наведено результати розрахунку залежності $M\partial\alpha_1^\sigma/\partial\sigma$ при деформаціях стиснення-розтягу σ_{xx} і деформаціях зсуву σ_{xy} .

Для ЕВ визначальним є вибір напрямку МП відносно кристалографічних осей. Так, при деформаціях стиснення-розтягу найбільший ефект відбувається при напрямку вектора магнітного поля під кутом $\phi \rightarrow \pi/4$ до однієї їх кристалографічних осей. Якщо напрям вектора індукції МП збігається (або близьке за своїм значенням) з напрямком однієї з названих вище осей в такому випадку ЕВ зникає. І навпаки, при деформаціях зсуву ЕВ досягає максимальних значень при напрямку вектора МП, паралельному одній з кристалографічних осей, а при $\phi \rightarrow \pi/4$ величина $M\partial\alpha_1^\sigma/\partial\sigma \rightarrow 0$. Залежність ЕВ від абсолютної величини напруження починає проявлятися при зовнішніх напруженнях, що призводять до деформацій, які стають співмірними за своєю абсолютною величиною зі спонтанними. Оскільки, магнітопружна енергія залежить від знака деформації, то ця обставина дозволяє легко пояснити різний хід залежності намагніченості згідно з виразами (10) від знака деформації (криві σ^+ і σ^- на рис. 2).

Чисельні переваги оптичного метода вимірювання намагніченості видно з такого прикладу. Згідно з виразом (5) кутова неузгодженість напрямку вектора магнітного поля та вектора \mathbf{M} становить величину $\phi - \alpha_1^\sigma \approx \pi/60$ при абсолютному значенні $\phi = \pi/6$. У результаті, абсолютне значення похідної $\partial M / \partial \sigma$, вимірюваної індукційним методом за напрямком магнітного поля відповідно до виразу

(8), становитиме лише 5% від відповідного результату, що одержується оптичними методами вимірювання відповідно до виразів (10).

При побудові датчиків механічних напружень на основі зворотного магніто механічного ефекту мінімально вимірюваний кут повороту площини поляризації за допомогою поляриметричних методів становить величину порядку $\Delta\theta_{\min} = 10^{-6}$ [17]. При використанні закону Фарадея для модуляції оптичного випромінювання та закону Малюса для перетворення кута $\Delta\theta$ повороту площини поляризації в відповідні зміни інтенсивності, найменшу виміряну величину напруження в кристалі можна оцінити за допомогою виразу:

$$\sigma_{\min} = \Delta\theta / \alpha_f l \Lambda_1, \quad (12)$$

де l – довжина оптичного шляху в кристалі.

Для вісмут ітрієвого ферит гранату мінімально вимірювана величина $\sigma_{xx} l = 10^{-4}$ Па·м – для деформацій стиснення-розтягу і $\sigma_{xy} \cdot l = 10^{-3}$ Па·м – для деформацій зсуву.

4. Висновок

Прояв зворотного магніто механічного ефекту в кубічних кристалах залежить від напрямку поляризуючого МП щодо кристалографічних осей і типу деформації, котру зазнає зразок з боку зовнішніх сил. Запропонована модель, враховує зміни намагніченості магнітострикційного матеріалу в умовах, коли зразок розміщено у зовнішньому поляризуючому магнітному полі, при створенні деформацій стиснення-розтягу та деформаціях зсуву. Використання оптичних методів реєстрації зміни намагніченості в магнітооптичних кристалах дозволяє, в порівнянні з індукційними методами, вимірювати на порядок менші значення змінної складової намагніченості, що виникає в результаті ЕВ.

На прикладі вісмут ітрієвого ферит гранату отримано, що застосування ефекту Віллари в поєднанні з оптичними методами реєстрації зміни намагніченості дозволяє вимірювати мінімальні питомі напруження на рівні 10^{-4} Па·м для деформації стиснення-розтягу та 10^{-3} Па·м для деформації зсуву.

Отримані результати дозволяють говорити про перспективність використання ефекту Фарадея в

поєднанні з зворотним магніто механічним ефектом у магнітооптичних кристалах при побудові датчиків фізичних величин.

1. F.T. Calkins, A.B. Flatau, and M.J. Dapino, J. Intellig. Mater. Syst. Struct. **18**, 1057 (2007).
2. J.X. Zhang and L.Q. Chen, Acta Materialia **53**, 2845 (2005).
3. M.J. Dapino, R.C. Smith, and F.T. Calkins, J. Intellig. Mater. Syst. Struct. **13**, 737 (2002).
4. Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, G. Srinivasan, Письма ЖТФ **38**, 82 (2012).
5. P.G. Evans and M.J. Dapino, J. Appl. Phys. **107**, 063906 (2010).
6. Бозорт Р.М. Ферромагнетизм (ИЛ, Москва, 1963).
7. W.D. Armstrong, Mater. Sci. Eng. A **285**, 13 (2000).
8. S. Datta, J. Atulasimha, and A.B. Flatau, J. Magn. Mater. **321**, 4017 (2009).
9. J. Scheidler and M. Dapino, Smart Mater. Struct. **22**, 085015 (2013).
10. R. Szewczyk, A. Bienkowski, and R. Kolano, Cryst. Res. Technol. **38**, 320 (2003).
11. I.J. Garshelis and C.R. Conto, J. Appl. Phys. **79**, 4756 (1996).
12. M.J. Sablik and D.C. Jiles, IEEE Trans. Magn. **35**, 498 (1999).
13. D.C. Jiles, J. Phys. D **28**, 1537 (1995).
14. И.В. Линчевский, Опт. и спектр. **113**, 1 (2012).
15. P. Hanson, K. Witter, and W. Toldorf, Phys. Rev. B **27**, 6608 (1983).
16. Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов, ФТТ **56**, 939 (2014).
17. В.Д. Тронько, И.А. Дерюгин, Ю.А. Кузнецов, Опт. и спектр. **28**, 415 (1970).
18. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теория упругости (Наука, Москва, 1987).

Одержано 29.06.14

И.В. Линчевский, Т.И. Шевченко

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Резюме

Разработана теория обратного магнитомеханического эффекта в кубических кристаллах. Предложенная модель учитывает изменения намагнитченности магнитострикционного материала, помещенного во внешнее поляризующее магнитное поле при создании деформаций сжатия-растяжения и сдвиговых деформаций. Показано, что направление магнитного поля значительно влияет на величину обратного магнитомеханического эффекта. На примере висмут иттриевого феррит граната получено, что применение эффекта Виллари в сочетании с оптическими методами регистрации изменения намагнитченности позволяет измерять

минимальные удельные напряжения на уровне 10^{-4} Па·м для деформации сжатия-растяжения и 10^{-5} Па·м деформации сдвига.

I.V. Linchevskiy, T.I. Shevchenko

APPLICATION OF MAGNETO-OPTICAL
CRYSTALS FOR MECHANICAL STRESS REGISTRATION

S u m m a r y

The theory of inverse magneto-mechanical effect in cubic crystals has been developed. The proposed model involves changes

of the magnetostrictive material magnetization in the external polarizing magnetic field when creating a compression-tension or shear deformation. The magnetic field direction is shown to significantly affect the inverse magneto-mechanical effect. Using the bismuth yttrium ferrite garnet as an example, it is demonstrated that the Villari effect in combination with optical methods used to register magnetization changes enables one to measure minimum stresses at a level of 10^{-4} Pa·m for compression-tension deformations and 10^{-3} Pa·m for shear ones.