

И. В. Линчевский*Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»**37, пр. Победы, Киев, 03056, Украина*E-mail: igorvl2009@gmail.com**МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЯХ В ТРЕХСЛОЙНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ**

Высокая эффективность модуляторов света на основе эффекта Фарадея может быть достигнута с применением магнитооптических кристаллов. Принципиально новые характеристики таких модуляторов могут быть получены при использовании магнитомеханического резонанса в магнитооптических кристаллах, однако использование лишь одного магнитооптического кристалла недостаточно эффективно. Нами рассмотрены особенности модуляции оптического излучения за счет эффекта Фарадея при возбуждении толстых магнитомеханических колебаний в композиционной структуре подложка–магнитооптический кристалл–феррит. Получены частотные зависимости для амплитуды и начальной фазы переменной составляющей эффекта Фарадея. Показано, что при размещении магнитооптического кристалла между магнитопассивной подложкой и магнитоотрицательным ферритом происходит дополнительное усиление механических напряжений в кристалле в условиях магнитомеханического резонанса. Дополнительное увеличение переменной составляющей эффекта Фарадея может достигать 50 % по сравнению с однослойной структурой. Показано, что для рассмотренного типа модулятора свойственна начальная фазовая задержка переменной составляющей эффекта Фарадея до значений $30\text{--}60^\circ$ в момент резонанса. Резонансная зависимость начального фазового сдвига для переменной составляющей эффекта Фарадея характеризуется абсолютной стабильностью по отношению к амплитуде переменного магнитного поля и определяется характеристиками магнитомеханических колебаний в структуре. Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

Ключевые слова: магнитооптический кристалл, магнитомеханический резонанс, эффект Фарадея.

Магнитоотрицательная ферро- и ферримагнетиков во внешнем поляризующем и переменном магнитных полях вызывает магнитомеханические колебания с заданной частотой. Возникающие при колебаниях магнитооптических кристаллов (МОК) механические деформации приводят к изменению намагниченности образца, а за счет эффекта Фарадея осуществляется модуляция проходящего оптического излучения [1]. В области частот магнитомеханического резонанса (ММР) наблюдается изменение амплитуды поворота плоскости поляризации излучения; кроме того, возникает фазовая задержка для эффекта Фарадея относительно управляющего магнитного поля. Результаты исследований, приведенные в работах [1–3], были получены применительно к образцам МОК в форме тонкого стержня. В последнем случае из-за неоднородности условий для механических напряжений, вызванных нулевыми граничными условиями на свободных от механического контакта гранях, амплитуда поворота плоскости поляризации излучения в момент ММР изменяется всего на 10–15 %. Увеличить это значение возможно, создав более равномерное по длине/толщине МОК распределение механических напряжений.

В данной работе проводится исследование модуляции оптического излучения в области частот ММР с помощью трехслойной структуры $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}\text{--Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}\text{--NiFe}_2\text{O}_4$. Расположение пленки МОК из иттриевого феррита граната (YIG) между магнитопассивной подложкой из галлий гадолиниевого граната (GGG) и слоем феррита позволяет сгладить напряжения по толщине МОК.

Использовали феррит, обладающий магнитоотрицательными свойствами, с целью дополнительно усилить напряжения в МОК и, соответственно, переменную составляющую эффекта Фарадея в условиях ММР.

Рассмотрим структуру (рис. 1), состоящую из слоя МОК толщиной l_1 , выращенного на подложке GGG толщиной l_2 ; при этом слой феррита имеет толщину l_3 .

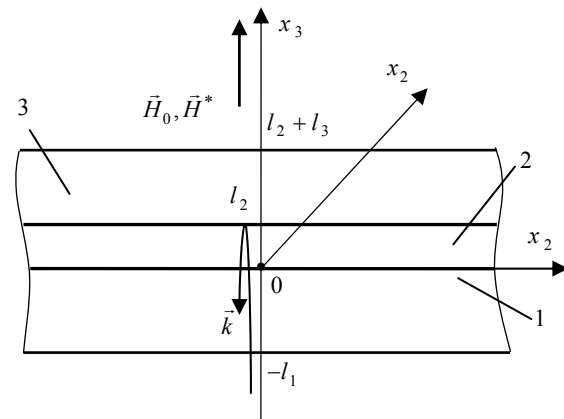


Рис. 1. Схематическое изображение структуры: 1 – подложка; 2 – МОК; 3 – феррит; \vec{H}_0, \vec{H}^* – векторы постоянного (поляризующего) и переменного магнитного полей; \vec{k} – волновой вектор оптического излучения

Для простоты будем считать, что образец имеет форму пластинки длиной L и шириной W . Размеры l_j, L, W ($j = 1, 2, 3$). Образец поляризован перпендикулярно плоскости МОК (ось $0x_3$).

Магнитные поля (постоянное с напряженностью H_0 и переменное H^* с частотой ω) направлены вдоль направления поляризации, т. е. вдоль оси $0x_3$. Магнитное поле вследствие магнитоэлектрических деформаций среды, распространяющиеся перпендикулярно плоскости подложки (толщинные колебания). Механические напряжения приводят к дополнительным изменениям намагниченности МОК вдоль оси $0x_3$. Для выявления изменений намагниченности используется линейно поляризованное излучение, распространяющееся по оси $0x_3$ и проходящее через центр пластины (точка $x_1 0x_2$). Поскольку в рассматриваемой структуре оптически прозрачными являются только области GGG и YIG, фактически следует учитывать лишь волну оптического излучения, отраженную от границы $Y_3Fe_5O_{12}-NiFe_2O_4$.

Функцией отклика системы на приложенное переменное магнитное поле является амплитуда и начальная фаза переменной составляющей угла поворота плоскости поляризации. Уравнения состояния МОК (феррита) в общем виде записываются следующим образом [1]:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= c_{ijkl} \varepsilon_{kl} - m_{kij} H_k^*, \\ B_n^* &= m_{npq} \varepsilon_{pq} + \mu_{nm} H_m^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\sigma_{ij}, \varepsilon_{kl}, H_k^*, B_n^*$ – амплитуды гармонически изменяющихся во времени компонент механических напряжений, деформаций, векторов напряженности и индукции магнитного поля; c_{ijkl} – компонента тензора модулей упругости размагниченного магнетика; μ_{nm} – компонента тензора магнитной проницаемости, в предположении равенства нулю деформаций.

Компоненты механических напряжений σ_{ij} на свободных от контакта с другими упругими телами поверхностях S удовлетворяют граничным условиям:

$$n_j \sigma_{ij} = 0 \forall x_k \in S. \quad (2)$$

Учтем также, что вектор индукции переменного магнитного поля $\vec{B}^*(x_k)$ удовлетворяет условию $div \vec{B}^*(x_k) = 0 \forall x_k \in V$, где V – объем образца. Будем считать, что физические поля не зависят от координат $0x_1$ и $0x_2$. При выбранных ориентациях векторов напряженности полей подмагничивания и переменного магнитного поля компоненты тензора напряжений в МОК запишем в виде

$$\sigma_{33} = c_{33} \varepsilon_3 - m_{33} (H^* + h_3), \quad (3)$$

где $m_{33} = mH_0$; m – магнитоэлектрическая константа, которая определяется экспериментально.

В выражении (3) символом h_3 обозначена напряженность внутреннего магнитного поля, которое возникает в поляризованном кристалле из-за поворотов магнитных доменов. Выражая из системы уравнений (1) компоненты тензора деформаций через компоненты тензора упругости, получим

$$\sigma_{33} = Y_2 \varepsilon_3 - m_{33} H^*, \quad (4)$$

где $Y_2 = c_{33} - \frac{m_{33}^2}{\mu_{33}}$ – модуль Юнга намагниченного МОК.

Элемент тензора напряжения для феррита с учетом наличия у него магнитных свойств запишем в виде ${}^F \sigma_{33} = Y_3^F \varepsilon_3 - {}^F m_{33} H^*$, где $Y_3^F = c_{33}^F - \frac{{}^F m_{33}^2}{\mu_{33}^F}$ и ${}^F m_{33} = {}^F m H_0$ индекс (F) относится к соответствующим величинам феррита. Для немагнитной подложки $Y_1 = {}^S c_{33}$ индекс (S) относится к соответствующей величине для подложки.

Допустим, что компоненты вектора смещения материальных частиц $u_i(t)$ изменяются во времени по гармоническому закону. Величины σ_{ij} и u_i объединены первым уравнением (1) и соответствуют уравнению движения среды в отсутствие внешних сил [4]

$$\sigma_{ij,j} + \rho \omega^2 u_i = 0 \forall x_k \in V, \quad (5)$$

где ρ – плотность.

Подставим полученные выражения в уравнение движения среды. В результате получим уравнения для вектора u_1 смещений МОК, u_2 подложки и u_3 феррита в форме

$$u_j(x_3) = A_j \cos(\gamma_j x_3) + B_j \sin(\gamma_j x_3), \quad (6)$$

где $\gamma_j = \omega \sqrt{\rho_j / Y_j}$ – волновые числа; A_j, B_j – постоянные. Поскольку, согласно рис. 1 верхняя грань феррита и нижняя грань подложки свободны, граничные условия запишем в виде ${}^S \sigma_{33}(-l_1) = 0$, ${}^S \sigma_{33}(0) = \sigma_{33}(0)$, ${}^F \sigma_{33}(l_2 + l_3) = 0$, $\sigma_{33}(l_2) = {}^F \sigma_{33}(l_2)$, $u_1(0) = u_2(0)$, $u_2(l_2) = u_3(l_2)$. Их использование дает систему уравнений, решение которой приводит к следующим выражениям для постоянных:

$$A_2 = - \frac{\cos(\gamma_1 l_1) [Y_2 \gamma_2 ({}^F m_{33} + (m_{33}(1 - \cos(\gamma_2 l_2) - {}^F m_{33})) \cos(\gamma_3 l_3) + m_{33} Y_3 \gamma_3 \sin(\gamma_2 l_2) \sin(\gamma_3 l_3)]}{\xi}, \quad (7)$$

$$B_2 = - \frac{\gamma_1 Y_1 ({}^F m_{33} + (m_{33} - {}^F m_{33}) \cos(\gamma_3 l_3)) \sin(\gamma_1 l_1) + m_{33} Y_2 \gamma_2 \cos(\gamma_1 l_1) \sin(\gamma_2 l_2) \cos(\gamma_3 l_3)}{\xi},$$

где $\xi = \gamma_2^2 Y_2^2 \cos(\gamma_1 l_1) \sin(\gamma_2 l_2) \cos(\gamma_3 l_3) + \gamma_1 \gamma_2 Y_1 Y_2 \sin(\gamma_1 l_1) \sin(\gamma_2 l_2) \cos(\gamma_3 l_3) - \gamma_1 \gamma_3 Y_1 Y_3 \sin(\gamma_1 l_1) \sin(\gamma_2 l_2) \sin(\gamma_3 l_3)$.

Согласно [5], если на ферритоматериал, который находится в постоянном поляризующем поле, действуют механические напряжения, то в последнем возникают изменения намагниченности, которые можно характеризовать функцией $\Lambda = \partial J_{33}^* / \partial \sigma_{33}$, где J_{33}^* – переменная составляющая намагниченности, возникающая за счет механических напряжений. Дополнительный, вследствие механических напряжений, поворот плоскости поляризации электромагнитной волны на пути dx_3 составит угол $d\varphi_\sigma^* = \alpha \Lambda \sigma_{33} dx_3$, где α – коэффициент пропорциональности между углом поворота плоскости поляризации, нормированного на единицу толщины МОК, и его намагниченностью. Значение амплитуды переменной составляющей угла поворота плоскости поляризации излучения φ на выходе структуры после отражения на границе МОК-феррит составит $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$, (8)

где $\varphi_0 = \alpha \chi l_2 H^*$; $\varphi_1 = 2\alpha \Lambda \int_0^{l_2} \sigma_{33} dx_3$; χ – магнитная восприимчивость МОК. В выражении (8) слагаемое φ_0 определяет амплитуду переменной составляющей в эффекте Фарадея, которая создается магнитным полем H^* за пределами частот ММР.

Подставляя в выражение (8) значения для напряжений σ_{33} , получим

$$\varphi = \varphi_0 + 2\alpha \left[\Lambda Y_2 (A_2 (\cos(\gamma_2 l_2) - 1) + B_2 \sin(\gamma_2 l_2)) + m_{33} l_2 \right] H^*. \quad (9)$$

Как следует из (9), частотная зависимость для эффекта Фарадея проявляется через параметры $\gamma_1 l_1, \gamma_2 l_2, \gamma_3 l_3$ и носит резонансный характер. На резонансной частоте, при которой $\xi = 0$, выполняется условие

$$\gamma_1 l_1 + \gamma_2 l_2 + \gamma_3 l_3 = n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \quad (10)$$

Выражение (10) является условием существования стоячей волны толщинных колебаний между свободными поверхностями подложки и

феррита. В соответствии с (10) определим линейную резонансную частоту колебаний выражением

$$f_r = n / 2(l_1 \sqrt{Y_1 / \rho_1} + l_2 \sqrt{Y_2 / \rho_2} + l_3 \sqrt{Y_3 / \rho_3}). \quad (11)$$

Чтобы избежать бесконечных значений амплитуд на резонансных частотах, учтем акустические потери в магнитоактивном слое и в подложке, введя малые мнимые поправки в модули Юнга [5], для чего в выражении (6) положим модули Юнга γ_j равными $Y_j(1 + i/Q_j)$, где Q_j – акустические добротности. Составляющая φ_1 выражения (8) определяется механическими деформациями, которые отличны от нуля в области частот ММР [1]. Для переменной составляющей эффекта Фарадея φ характерна фазовая задержка δ относительно управляющего переменного магнитного поля H^* , где $\delta = \arctg(\text{Im}(\varphi) / \text{Re}(\varphi))$.

Ниже величину эффекта Фарадея при ММР будем характеризовать функцией Δ , которой будем сопоставлять набор значений из трех параметров: $\Delta = (\Phi_{\text{макс}}, \Phi_{\text{мин}}, \delta)$, где $\Phi = \text{Re}(\varphi) / \varphi_0$ – нормированная амплитуда переменной составляющей эффекта Фарадея, $\Phi_{\text{макс}}, \Phi_{\text{мин}}$ – соответственно максимальное и минимальное ее значение в условиях резонанса и антирезонанса. За пределами резонансных частот $\Delta_0 = (1, 1, 0)$.

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов нормированной амплитуды переменной составляющей эффекта Фарадея $\Phi_{\text{макс}}, \Phi_{\text{мин}}$ и фазовой задержки δ в зависимости от отношения толщины феррита l_3 к толщине МОК l_2 . При этом толщина подложки принималась равной толщине феррита.

В расчетах использовались следующие значения параметров структуры подложка-МОК-феррит:

- подложка ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$): $\rho_1 = 7,08 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $s_{c_{33}} = 287 \text{ ГПа}$;
- МОК ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$): $c_{33} = 269 \text{ ГПа}$, $\rho_2 = 5,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $l_2 = 10 \text{ мкм}$, $\lambda_s = -1,4 \cdot 10^{-6}$, $Q_i = 400$, $J_s = 11,4 \text{ кА/м}$; $\alpha = 1,3 \text{ град/А}$, $\chi = 15$, $m_{33} = 1060 \text{ Тл}$, что соответствует значению поляризуемого поля $H_0 = 500 \text{ А/м}$;

– феррит (NiFe_2O_4): $F c_{11} = 153$ ГПа, $\rho_3 = 5,4 \cdot 10^3$ кг/м³, $Q_i = 400$.

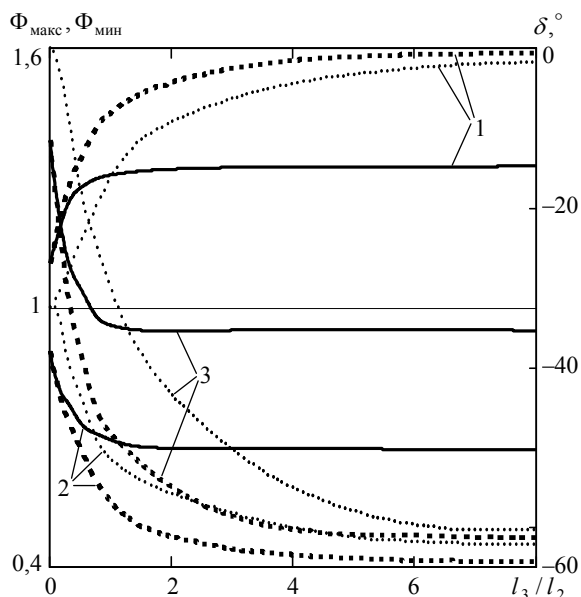


Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды переменной составляющей в условиях резонанса $\Phi_{\text{макс}}$ (кривые 1) и антирезонанса $\Phi_{\text{мин}}$ (кривые 2), а также начальной фазовой задержки δ (кривые 3) для переменной составляющей эффекта Фарадея от соотношения толщин слоев феррит–YIG, при различных значениях параметра m_{33} и $F m_{33}$: $m_{33} = 1\ 060$ Тл, $F m_{33} = 1\ 000$ Тл (–); $m_{33} = 1\ 060$ Тл, $F m_{33} = 2\ 000$ Тл (---); $m_{33} = 0$, $F m_{33} = 2\ 000$ Тл (···). Толщина подложки принята равной толщине феррита

Из рис. 2 следует, что при $l_3/l_2 = 0$, т. е. при наличии только МОК, $\Delta = (1,10; 0,90; -11,6^\circ)$. При увеличении толщины слоев пары феррит–GGG наиболее существенные изменения функции Δ происходят на участке $l_3/l_2 = (0..5)$, достигая значений $\Delta = (1,31; 0,69; -34^\circ)$ при $F m_{33} = 1\ 060$ Тл. При $l_3 = l_1 \approx (5-8)l_2$ имеем режим «толстой» подложки (ферритового слоя), который характеризуется независимостью амплитуд $\Phi_{\text{макс}}, \Phi_{\text{мин}}$ и величины задержки δ от толщины МОК. Для сравнения в предположении, что используется иной МОК с более низким значением m_{33} , чем для YIG, при тех же значениях параметра $F m_{33}$ для феррита, функция Δ изменится незначительно, с $\Delta = (1,54; 0,44; -62^\circ)$ при $m_{33} = 0$ до $\Delta = (1,52; 0,46; -59^\circ)$ (штриховая и пунктирная кривые). Это связано с тем, что при толстой подложке и ферритовом слое механические напряжения в композиционной структуре создаются в основном за счет вынужденных магнитомеханических колебаний феррита. Подложка выступает в роли противовеса, что позволяет перераспределить напряжения таким образом, чтобы они были

максимальны в области между подложкой и ферритом, где расположен МОК. В режиме толстой подложки МОК выполняет в основном функции детектирования механических напряжений и практически не участвует в их формировании. Для МОК выбор величины индукции поляризуемого поля B_0 должен производиться в соответствии с рекомендациями работы [6]: $B_0 = 0,58B_s$, при котором функция Δ имеет максимум $\Delta_m = 0,77\lambda_s J_s / K_1$, где B_s , J_s и λ_s — индукция, намагниченность и магнитострикция насыщения, K_1 — константа анизотропии МОК. Как следует из выражения (9) значения функции Δ в области первой резонансной частоты наиболее отличны от значений Δ_0 при выполнении условия $\sqrt{p_1/Y_1 l_1} = \sqrt{p_3/Y_3 l_3}$. С учетом значений для ρ_i и Y_i пары GGG–NiFe₂O₄ оптимальное соотношение $l_1/l_3 = 1,19$. При этом отклонения в расчетных значениях функции Δ , представленных на рис. 2, не превышают 10 %.

Выводы. Применение композиционной структуры вида подложка–МОК–феррит позволяет увеличить изменения амплитуды переменной составляющей эффекта Фарадея до 31–54 % и достичь величины фазового сдвига 34–62° в условиях ММР. Показано, что максимальный эффект от использования трехслойной структуры достигается при превышении толщины феррита и подложки над толщиной МОК не менее, чем в 5–8 раз. Дальнейшее наращивание толщины пары подложка–феррит не приводит к заметным изменениям для переменной составляющей эффекта Фарадея. При этом сам МОК перестает влиять на параметры магнитомеханических колебаний системы. Получено соотношение между толщиной феррита и подложки с учетом их упругих свойств для достижения максимальных изменений переменной составляющей эффекта Фарадея. Появление столь больших значений фазовой задержки дает возможность считать перспективным измерение в первую очередь именно фазовой задержки, а не амплитуды переменной составляющей эффекта Фарадея в условиях ММР. Резонансная зависимость начального фазового сдвига для переменной составляющей эффекта Фарадея характеризуется абсолютной стабильностью по отношению к амплитуде переменного магнитного поля и определяется характеристиками магнитомеханических колебаний в структуре.

Применение режима толстая подложка–феррит позволяет снизить резонансную частоту колебаний системы.

Работа выполнена в рамках научно-исследовательской работы г/р № 0113u004190.

Библиографический список

1. *Линчевский И. В.* Визначення матеріальних констант магнітооптичних кристалів за допомогою ефекту Фарадея в умовах магнітомеханічного резонансу / *И. В. Линчевский, О. Н. Петрищев* // Укр. физ. журн. – 2011. – 56, № 5. – С. 498–504.
2. *Линчевский И. В.* Влияние магнитомеханического резонанса на поляризацию света в магнитооптических кристаллах / *И. В. Линчевский* // Оптика и спектроскопия. – 2012. – 113, № 1. – С. 1–4.
3. *Архипский А. О.* Автогенератор на магнитооптическом кристалле / *А. О. Архипский, И. В. Линчевский* // Изв. вузов. Радиоэлектрон. – 2013. – 56, № 3. – С. 45–51.
4. *Ландау Л. Д.* Теория упругости / *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*. – М.: Наука, 1987. – 247 с.
5. *Бондаренко А. А.* Амплитуды и фазы продольных колебаний пьезокерамических стержней с учетом переменной механической добротности / *А. А. Бондаренко, Г. В. Куценко, А. Ф. Улитко* // Прикладная механика. – 1980. – 16, № 1. – С. 84–88.
6. *Бозорт Р. М.* Ферромагнетизм / *Р. М. Бозорт*; пер. с англ. под ред. *Е. И. Кондорского, Б. Г. Лившица*. – М.: Изд-во иностр. лит., 1956. – 784 с.

Рукопись поступила 06.12.2013.

I. V. Linchevskyi

MODULATION OF OPTICAL RADIATION AT MAGNETO MECHANICAL OSCILLATIONS IN THREE-LAYER COMPOSITE STRUCTURES

High efficiency of light modulators based on the Faraday effect can be achieved using a magneto optical crystals. Essentially new characteristics of such modulators can be prepared using magneto mechanical resonance in magneto optical crystals. However, the use of only one magneto optical crystal is not efficient enough. The paper discusses the features of the modulation of optical radiation due to the Faraday effect of the thickness of magneto mechanical excited vibrations in the composite structure of the substrate-magneto optical crystal-ferrite. The frequency dependence of the amplitude and the initial phase of the variable component of the Faraday effect was obtained. It is shown that when the magneto optical crystal is placed between substrate and magnet passive magnet strictive ferrite there is an additional

enhancement of mechanical stress in the crystal under magneto-mechanical resonance. Additional increase of the variable component of the Faraday effect can reach up to 50 % compared with a single-layer structure. It is shown that for the considered type of modulator the initial phase delay of the variable component of the Faraday effect to the values of 30–60° at resonance is typical. The resonance dependence of the initial phase shift for the variable component of the Faraday effect is characterized by an absolute stability to the amplitude of the alternating magnetic field and is determined by the characteristics of magneto mechanical oscillations in the structure.

Key words: magneto optical crystal, magnet mechanical resonance, Faraday effect.

I. В. Лінчевський

МОДУЛЯЦІЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ МАГНІТОМЕХАНІЧНИХ КОЛИВАННЯХ У ТРИШАРОВИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ СТРУКТУРАХ

Високу ефективність модуляторів світла на основі ефекту Фарадея можливо досягнути із застосуванням магнітооптичних кристалів. Принципово нові характеристики таких модуляторів можна отримати при використанні магнітомеханічного резонансу в магнітооптичних кристалах, проте використання лише одного магнітооптичного кристала недостатньо ефективно. Нами розглянуто особливості модуляції оптичного випромінювання внаслідок ефекту Фарадея при порушенні товщинних магнітомеханічних коливань у композиційній структурі підкладка–магнітооптичний кристал–ферит. Отримано частотні залежності для амплітуди й початкової фази змінної складової ефекту Фарадея. Показано, що при розміщенні магнітооптичного кристала між магнітопасивною підкладкою та магніотриктичним феритом відбувається додаткове посилення механічних напруг у кристалі в умовах магнітомеханічного резонансу. Додаткове збільшення змінної складової ефекту Фарадея може досягати 50 % в порівнянні з одношаровою структурою. Показано, що для розглянутого типу модулятора властива початкова фазова затримка змінної складової ефекту Фарадея до значень 30–60° у момент резонансу. Резонансна залежність початкового фазового зсуву для змінної складової ефекту Фарадея характеризується абсолютною стабільністю по відношенню до амплітуди змінного магнітного поля та визначається характеристиками магнітомеханічних коливань у структурі.

Ключові слова: магнітооптичний кристал, магніто-механічний резонанс, ефект Фарадея.