

УДК 530.14

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ПОЛЯРИТОНОВ В БИГИРОТРОПНОЙ СРЕДЕ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Дзедолик И.В., Каракчиева О.С., Лагунов И.М., Лапаева С.Н.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: dzedolik@crimea.edu*

Теоретически исследовано влияние внешнего магнитного поля на скорость поляритонов в бигиротропной среде – феррит-гранатовой пленке. Показано, что меняя направление магнитного поля, можно управлять скоростью распространения поляритонов в бигиротропной среде.

Ключевые слова: бигиротропная среда, феррит-гранатовая пленка, магнитное поле, поляритон.

PACS numbers: 71.36.+c Polaritons (including photon-photon and photon-magnon interactions)

ВВЕДЕНИЕ

Поляритоны являются коллективными возбуждениями – квазичастицами в системе атомов среды, взаимодействующих через электромагнитное поле. В бигиротропной среде поляритоны представляют собой квазичастицы, возникающие при взаимосвязи фотонов, фононов и магнонов, когда и диэлектрическая, и магнитная проницаемости среды не равны единице и зависят от частоты поля [1, 2]. Внешнее магнитное поле, приложенное к бигиротропной среде, изменяет ее диэлектрическую и магнитную проницаемости, и таким образом влияет на параметры поляритонов [3]. С помощью варьирования напряженности и направления внешнего магнитного поля можно управлять параметрами поляритонов, в частности, их скоростью.

1. СКОРОСТЬ ПОЛЯРИТОНОВ В БИГИРОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Электромагнитное поле с напряженностями (\mathbf{E}, \mathbf{H}) в бигиротропной непроводящей среде описывается системой уравнений Максвелла

$$(\nabla \times \mathbf{H})_i = \frac{\varepsilon_{ij}}{c} \frac{\partial E_j}{\partial t}, \quad (\nabla \times \mathbf{E})_i = \frac{\mu_{ij}}{c} \frac{\partial H_j}{\partial t}. \quad (1)$$

Система уравнений (1), в которую входят тензоры ε_{ij} и μ_{ij} , характеризующие свойства бигиротропной среды, имеет решения в форме нормальных волн, то есть поляритонных волн. Из системы уравнений (1) для монохроматического поля $\exp(-i\omega t + ikz)$ в присутствии внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 можно получить дисперсионное уравнение для поляритонов в бигиротропной среде [4]

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} & 0 & -ck\omega^{-1} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} & ck\omega^{-1} & 0 & 0 \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & ck\omega^{-1} & 0 & \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ -ck\omega^{-1} & 0 & 0 & \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ 0 & 0 & 0 & \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{vmatrix} = 0. \quad (2)$$

В случае, когда в однородно намагниченной среде внешнее магнитное поле перпендикулярно волновому вектору $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}_z$, и направлено вдоль оси x (вдоль плоскости пленки $H_{0x} = H_0 - NM_{0x}$, размагничивающий фактор $N = 0$), $H_{0x} = H_0, H_{0y} = 0, H_{0z} = 0$, тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют компоненты

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \tilde{\varepsilon}, \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{yz} = -i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{zy} = i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = 0, \\ \mu_{xx} &= \tilde{\mu}, \quad \mu_{yy} = \mu_{zz} = \mu_d, \quad \mu_{yz} = -\mu_{zy} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{xy} = \mu_{xz} = \mu_{yx} = \mu_{zx} = 0, \end{aligned}$$

$$\text{где } \tilde{\varepsilon} = 1 + \frac{\omega_I^2}{\tilde{\Omega}^2} + \frac{\omega_e^2}{\tilde{\omega}^2}, \quad \varepsilon_d = 1 + \frac{\omega_I^2 \tilde{\Omega}^2}{\tilde{\Omega}^4 - \omega_{IB}^2 \omega^2} + \frac{\omega_e^2 \tilde{\omega}^2}{\tilde{\omega}^4 - \omega_{eB}^2 \omega^2},$$

$$\varepsilon_{nd} = \frac{\omega_I^2 \omega_{IB} \omega}{\tilde{\Omega}^4 - \omega_{IB}^2 \omega^2} + \frac{\omega_e^2 \omega_{eB} \omega}{\tilde{\omega}^4 - \omega_{eB}^2 \omega^2}, \quad \tilde{\mu} = 1 + 4\pi\chi_S \frac{i\omega_R}{\omega + i\omega_R},$$

$$\mu_d = 1 + 4\pi\chi_S \frac{\omega_R^2 + \omega_H^2 - i\omega_R \omega}{\omega_H^2 - \omega^2 + \omega_R^2 - i2\omega_R \omega}, \quad \mu_{nd} = \frac{4\pi\chi_S \omega_H \omega}{\omega_H^2 - \omega^2 + \omega_R^2 - i2\omega_R \omega},$$

$\omega_I^2 = 4\pi e_{eff}^2 N_C / m_{eff}$, $\omega_e^2 = 4\pi e^2 N_e / m$ - ионная и электронная плазменные частоты, $\tilde{\omega}^2 = \omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega$, $\tilde{\Omega}^2 = \Omega_1^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega$, $\omega_{IB} = e_{eff} B_{0x} / m_{eff} c$, $\omega_{eB} = e B_{0x} / mc$, $B_{0x} = H_{0x} + 4\pi M_{0x} = (1 + 4\pi\chi_S) H_{0x}$ - индукция магнитного поля, M_0 - намагниченность, $\chi_S = M_S / H_S$, $\omega_H = \gamma H_{0x}$, $\gamma = ge / 2mc$ - гиромагнитное соотношение, ω_R - частота релаксации. Дисперсионное уравнение, полученное из (2) при $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}_z$, приобретает вид

$$\frac{\omega^4}{c^4} \tilde{\varepsilon} \tilde{\mu} (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2) (\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) - \frac{\omega^2}{c^2} k^2 [\tilde{\varepsilon} \varepsilon_d (\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) + \tilde{\mu} \mu_d (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2)] + k^4 \varepsilon_d \mu_d = 0. \quad (3)$$

В случае, когда внешнее магнитное поле параллельно волновому вектору $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{k}_z$, $H_{0x} = 0, H_{0y} = 0, H_{0z} = H_0 - 4\pi M_{0z}$ (перпендикулярно плоскости пленки, размагничивающий фактор $N = 4\pi$), тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют компоненты

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon}, \quad \varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{xy} = i\varepsilon_{nd}, \quad \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{zy} = 0, \\ \mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_d, \quad \mu_{zz} = \tilde{\mu}, \quad \mu_{xy} = -\mu_{yx} = -i\mu_{nd}, \quad \mu_{xz} = \mu_{yz} = \mu_{zx} = \mu_{zy} = 0,\end{aligned}$$

где $\omega_{IB} = e_{eff}B_{0z}/m_{eff}c$, $\omega_{eB} = eB_{0z}/mc$, $\omega_H = \gamma H_{0z}$, а дисперсионное уравнение приобретает вид

$$\frac{\omega^4}{c^4}(\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2)(\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) - 2\frac{\omega^2}{c^2}k^2(\varepsilon_d\mu_d - \varepsilon_{nd}\mu_{nd}) + k^4 = 0. \quad (4)$$

Скорость поляритонов в бигиротропной среде зависит от напряженности и направления внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 по отношению к направлению распространения поляритонной волны \mathbf{k}_z , так как компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей являются функциями \mathbf{H}_0 . Из дисперсионных уравнений (3) и (4), представленных в виде $k^4 - 2\bar{a}_{1,2}k^2 + \bar{b}_{1,2} = 0$, легко получить решения для волновых векторов поляритонных волн

$$k_{1,2}^{\pm} = \frac{\omega}{c}n_{1,2}^{\pm}, \quad (5)$$

где $n_{1,2}^{\pm} = [\bar{a}_{1,2} \pm (\bar{a}_{1,2}^2 - \bar{b}_{1,2})^{1/2}]^{1/2}$ – показатель преломления среды, $\bar{a}_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{\varepsilon}}{\mu_d} (\mu_d^2 - \mu_{nd}^2) + \frac{\tilde{\mu}}{\varepsilon_d} (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2) \right]$, $\bar{b}_1 = \frac{\tilde{\varepsilon}\tilde{\mu}}{\varepsilon_d\mu_d} (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2)(\mu_d^2 - \mu_{nd}^2)$ при $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}_z$, и $\bar{a}_2 = \varepsilon_d\mu_d - \varepsilon_{nd}\mu_{nd}$, $\bar{b}_2 = (\varepsilon_d^2 - \varepsilon_{nd}^2)(\mu_d^2 - \mu_{nd}^2)$ при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{k}_z$. При обеих конфигурациях полей, $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{k}_z$ (эффект Коттона-Мутона) и $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{k}_z$ (эффект Фарадея), в среде имеет место «двулучепреломление» $n_{1,2}^{\pm}$ для поляритонов. Оно обусловлено изменением показателя преломления среды при воздействии внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 , в результате которого возникает анизотропия среды вследствие формирования оптической оси вдоль магнитного поля. При $H_0 = 0$ компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости имеют значения $\varepsilon_d = \tilde{\varepsilon}$, $\varepsilon_{nd} = 0$, $\mu_d = \tilde{\mu}$, $\mu_{nd} = 0$, тогда $\bar{a}_{1,2}^2 = \bar{b}_{1,2}$, и двулучепреломление для поляритонов исчезает, $n_1 = n_2 = \sqrt{\tilde{\varepsilon}\tilde{\mu}}$.

Подставляя значения волновых векторов $k_{1,2}^{\pm}$ (5) в выражение $v_i = \text{Re}(dk_i/d\omega)^{-1}$, находим групповые скорости поляритонов при соответствующих значениях показателя преломления

$$v_{1,2}^{\pm} = c \left[\text{Re} \left(n_{1,2}^{\pm} + \omega \frac{dn_{1,2}^{\pm}}{d\omega} \right) \right]^{-1}. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что в зависимости от направления внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 по отношению к волновому вектору \mathbf{k}_z формируются два типа поляритонов, распространяющиеся вдоль оси z с разными скоростями –

«быстрые» и «медленные». Наложение магнитного поля \mathbf{H}_0 на магнитный диэлектрик приводит к возникновению анизотропии среды в результате формирования оптической оси. Если внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено под углом θ к волновому вектору \mathbf{k}_z , то напряженность внешнего магнитного поля поперек волнового вектора $H_{01} = H_0 \sin \theta$, и вдоль волнового вектора $H_{02} = H_0 \cos \theta$ зависит от угла θ . Согласно уравнению волновых нормалей Френеля [5]

$$\frac{1}{(v_{\phi}^{\pm})^2 - (v_{\phi 1}^{\pm})^2} + \frac{1}{(v_{\phi}^{\pm})^2 - (v_{\phi 2}^{\pm})^2} = 0 \quad (7)$$

«средняя» фазовая скорость v_{ϕ}^{\pm} связана с фазовыми скоростями поперек $v_{\phi 1}^{\pm}$ и вдоль $v_{\phi 2}^{\pm}$ магнитного поля \mathbf{H}_0 соотношением $(v_{\phi}^{\pm})^2 = [(v_{\phi 1}^{\pm})^2 + (v_{\phi 2}^{\pm})^2] / 2$. Из этого выражения находим показатель преломления для волны, распространяющейся вдоль оси z , когда магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено под углом θ к оси z ,

$$n^{\pm} = \sqrt{2n_1^{\pm}n_2^{\pm}[(n_1^{\pm})^2 + (n_2^{\pm})^2]^{-1/2}}. \quad (8)$$

В общем случае варьирование и напряженности, и направления магнитного поля \mathbf{H}_0 приводит к изменению показателя преломления n^{\pm} . Определить изменение показателя преломления мы можем при помощи анализа интерференционной картины, измеряя сдвиг интерференционных полос.

Изменение показателя преломления феррит-гранатовой пленки при изменении направления внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 по отношению к волновому вектору \mathbf{k}_z вызывает сдвиг интерференционных полос на величину $\Delta = \Delta n(\theta)L$, где $\Delta n(\theta) = n(\theta) - n(\theta_0)$ – изменение показателя преломления пленки, θ – угол между векторами \mathbf{H}_0 и \mathbf{k}_z , $\theta_0 = \pi/2$. Величина сдвига полос Δ_{λ} в долях длины волны λ при изменении угла θ внешнего магнитного поля $H_0 = const$ может быть рассчитана по формуле

$$\Delta_{\lambda} = [n(\theta) - n(\theta_0)] L \lambda^{-1}. \quad (9)$$

Сигнал в среде переносится с групповой скоростью v_g , то есть скоростью поляритонов $v = v_g$. Поэтому, меняя напряженность или направление внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 , мы можем управлять скоростью v передачи сигнала в среде.

2. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ПОЛЯРИТОНОВ

Для определения зависимости скорости поляритонов от направления внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 можно собрать экспериментальную установку на основе интерферометра Маха-Цендера. В качестве источника в установке может быть

использован He-Ne лазер 1 с длиной волны излучения $\lambda = 0.633$ мкм. Лазерный пучок в такой установке должен проходить через первый делительный кубик и расщепляется в нем на объектный и опорный пучки. В объектный пучок помещается феррит-гранатовая пленка типа «легкая плоскость» толщиной L , с полем насыщения H_S . Внешнее магнитостатическое поле может создаваться постоянными магнитами с напряженностью поля $H_0 > H_S$, закрепленными на вращающейся платформе. Объектный пучок после прохождения пленки и опорный пучок должны собираться вторым делительным кубиком, интерференционная картина может фиксироваться CCD-камерой и выводиться на монитор компьютера.

Интерференционные полосы смещаются в зависимости от угла θ внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 (Рис. 1).

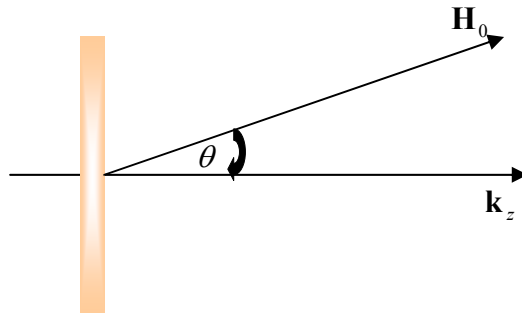


Рис. 1. Ориентация внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 по отношению к волновому вектору \mathbf{k}_z .

Смещение полос может быть измерено при напряженности однородного внешнего магнитного поля H_0 , которое превышает напряженность поля насыщения H_S пленки, формируя в ней монокристаллическую структуру. Такое внешнее магнитное поле практически не меняет частоты $\omega_{IB}, \omega_{eB}, \omega_H$ (то есть величины компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей феррит-гранатовой пленки), но меняет угол θ индуцированной оптической оси, причем пленка остается монокристаллической. Изменение толщины феррит-гранатовой пленки в результате магнитострикции $\Delta L / L \approx 10^{-6}$ [6] может приводить к сдвигу интерференционных полос. Оценка показывает, что изменение толщины пленки может привести к сдвигу полос на величину (в длинах волн) $\Delta\lambda = n(\pi/2)\Delta L\lambda^{-1} \approx 10^{-5}$, то есть магнитострикционным эффектом мы можем пренебречь. Теоретическая кривая, показывающая зависимость $\Delta\lambda$ при изменении угла магнитного поля, была рассчитана для параметров феррит-гранатовой пленки $L = 11.7 \mu m$, $\chi_S = 0.3$, $\Omega_{\perp} = 5 \cdot 10^{13} s^{-1}$, $\omega_0 = 0.4 \cdot 10^{16} s^{-1}$, $\omega_l = 0.3 \cdot 10^{14} s^{-1}$, $\omega_e = 10^{16} s^{-1}$, $\Gamma \rightarrow 0$, $\omega_R \rightarrow 10^9 s^{-1}$ и напряженности внешнего магнитного поля $H_0 = 250 Oe$.

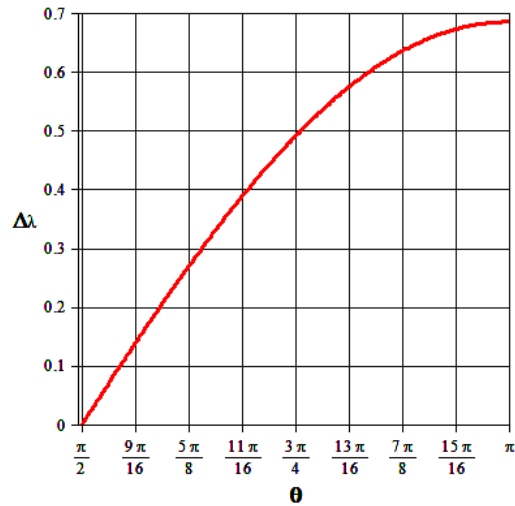


Рис. 2. Зависимость величины сдвига интерференционных полос $\Delta\lambda$ (в длинах волн) от угла θ внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 .

Определить скорость поляритонов можно с помощью формулы $v = c(n + A)^{-1}$, где $n = n(\pi/2) + \lambda\Delta\lambda/L$, $A = [\omega dn/d\omega]_{\omega} = const$, $\bar{\omega} = 2\pi c/\lambda$. Теоретическая зависимость скорости поляритонов от направления внешнего магнитного поля представлена на Рис. 3.

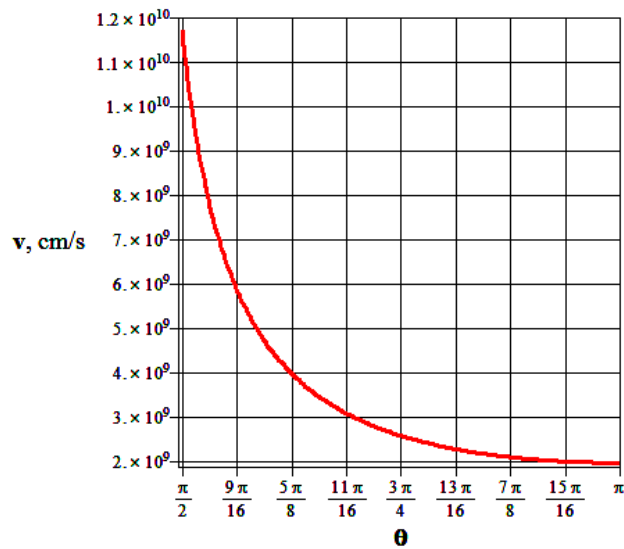


Рис. 3. Зависимость скорости поляритонов v (см/с) от угла θ внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В бигиротропной среде скорость поляритонов в общем случае зависит от напряженности внешнего магнитного поля и его направления по отношению к волновому вектору поляритонной волны. Меняя направление и напряженность магнитного поля, можно управлять скоростью поляритонов в данной среде. В статье предложены способ расчета скорости поляритонов и методика измерения скорости поляритонов, т. е. скорости передачи сигнала в бигиротропной среде в зависимости от направления внешнего магнитного поля по отношению к волновому вектору поляритонной волны. На основе рассмотренного свойства поляритонов – зависимости их скорости от направления внешнего магнитного поля, можно проектировать различные оптические элементы с управляемой скоростью передачи сигнала, в частности, управляемые линии задержки.

Список литературы

1. Каганов М. И. Магноны, магнитные поляритоны, магнитоэлектрические волны / Каганов М. И., Пустыльник Н. Б., Шалаева Т. И. // УФН. – 1997. – Т. 167, № 2. – С. 191-237.
2. Борисов С. Б. Нормальные электромагнитные волны в анизотропной бигиротропной среде / Борисов С. Б., Любчанский И. Л. // Опт. и спектр. – 1988. – Т. 65, № 2. – С. 365-370.
3. Иванов О. В. Распространение электромагнитных волн в анизотропных и бианизотропных слоистых структурах / Иванов О. В. – Ульяновск : УЛГТУ. – 2010.
4. Дзедолик И. В. Поляритоны в нелинейной диэлектрической, магнитной и бигиротропной среде / Дзедолик И. В., Каракчиева О. С. // Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского. Серия: «Физико-математические науки». – 2011. – Т. 24(63), № 2. – С. 80-103.
5. Борн М. Основы оптики / Борн М., Вольф Э. – Москва : Наука, 1970.
6. Звездин А.К. Магнитооптика тонких пленок / Звездин А. К., Котов В. А. – Москва : Наука, 1988.

Дзедолик І. В. Залежність швидкості поляритонів в бігіротропному середовищі від напрямку зовнішнього магнітного поля / Дзедолик І. В., Каракчієва О. С., Лагунов І. М., Лапаєва С. М. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І.Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2012. – Т. 25(64), № 1. – С. 133-139.

Теоретично досліджений вплив зовнішнього магнітного поля на швидкість поляритонів в бігіротропному середовищі - феррит-гранатовій плівці. Показано, що міняючи напрям магнітного поля, можна управляти швидкістю розповсюдження поляритонів в бігіротропному середовищі.

Ключові слова: бігіротропне середовище, феррит-гранатова плівка, магнітне поле, поляритон.

Dzedolik I. V. Dependence of polariton velocity in bigyrotropic medium from the direction of external magnetic field / Dzedolik I. V., Karakchieva O. S., Lagunov I. M., Lapaeva S. N. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2012. – Vol. 25(64), No 1. – P. 133-139.

The influence of external magnetic field on velocity of polaritons in bigyrotropic medium as ferrite-garnet film is investigated theoretically. It is shown that by changing of magnetic field direction is possible to control the velocity of polariton propagation in bigyrotropic medium.

Keywords: bigyrotropic medium, ferrite-garnet film, magnetic field, polariton.

Поступила в редакцію 21.04.2012 г.