

## Электромагнитная прозрачность магнитной гетероструктуры в условиях многоволновой интерференции

О. С. Сухорукова<sup>+,\*</sup>, А. С. Тарасенко<sup>\*</sup>, С. В. Тарасенко<sup>\*1)</sup>, В. Г. Шавров<sup>×</sup>

<sup>+</sup> Физико-технический факультет, Донецкий государственный университет, 283001 Донецк, Россия

<sup>\*</sup> Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, 283048 Донецк, Россия

<sup>×</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 февраля 2024 г.

После переработки 31 марта 2024 г.

Принята к публикации 5 апреля 2024 г.

На примере слоя оптически прозрачного магнитного диэлектрика между двух идентичных анизотропно проводящих метаповерхностей (а также конечной одномерной сверхрешетки с таким элементарным периодом) изучены особенности резонансного фотонного прохождения, связанные с гибридизацией двух независимых механизмов формирования коллапса резонанса Фано: гиротропии и пространственной дисперсии. В частности показано, что возникновение в спектре излучения радиационных поляритонов интерференционного типа “темных” состояний с нулевой радиационной шириной может сопровождаться подавлением эффекта полной электромагнитной прозрачности слоя, который характерен для двухмодовой модели образования данного типа связанных состояний в континууме. При этом одновременно возникающая в слое радиационная поляритонная мода для фотонного кристалла рассматриваемого типа может стать сверхизлучательной, что приведет к практически полному фотонному отражению.

DOI: 10.31857/S1234567824090106, EDN: DVFQVQ

Поиск новых эффективных способов управления электромагнитной прозрачностью оптически анизотропной слоистой гетероструктуры при прохождении через нее электромагнитной (ЭМ) волны представляет в настоящее время значительный как научный, так и практический интерес [1]. В этой связи, несомненно, важными представляются результаты работы [2], в которой на примере квантового волновода с притягивающей примесью конечных размеров изучалось распространение электронных волн. В частности, было показано, что форма кривой прозрачности в зависимости от энергии электрона, проходящего через примесь, может представлять собой асимметричную кривую, характерную для резонанса Фано. Вследствие деструктивной двухмодовой интерференции в открытом канале излучения слияние максимума и минимума на такой кривой в некоторой точке (точке коллапса резонанса Фано) отвечает формированию на фоне сплошного спектра излучательных мод “темных” состояний с нулевой радиационной шириной линии. Это соответствует полной резонансной прозрачности такой примеси в данных условиях и позволяет характеризовать подобные “темные” состояния как связанные состояния в

континууме (ССК). Однако до сих пор значительные усилия по поиску аналогичных эффектов в оптике были сосредоточены, главным образом, на слоистых гетероструктурах с участием немагнитных диэлектриков [3, 4]. В частности, особый интерес в этом плане представляет изучение эффектов электромагнитной прозрачности открытых микрорезонаторов, но не вследствие когерентной оптической нелинейности, а как результат линейной оптики, сопутствующий формированию в сплошном спектре излучения таких структур особых точек – ССК (см., например, [5]). Вместе с тем, в последние годы большой исследовательский интерес привлекла также и идея создания быстродействующих и энергоэффективных устройств спиновой электроники за счет перехода от зарядовых токов к спиновым, в том числе и обусловленным спин-волновыми возбуждениями в диэлектриках (магнонами) [6]. В сочетании с необходимостью дальнейшего существенного повышения быстродействия устройств функциональной магнитоэлектроники это привело к формированию и бурному росту магнитной спинтроники на основе антиферромагнетиков (АФМ) [7] и ферримагнетиков (ФИМ) [8]. В таких магнитных диэлектриках спиновые токи формируются магнонами, собственные частоты которых за счет усиления межподреше-

<sup>1)</sup>e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

точным обменным взаимодействием могут достигать терагерцового частотного диапазона. В этих условиях становится актуальной задача об оптимизации резонансного магнон-фотонного взаимодействия в открытом микрорезонаторе [9], заполненном АФМ или ФИМ средой [1, 5]. Надо, однако, учитывать, что, обладая дальним магнитным порядком, магнитные кристаллы (в том числе АФМ и ФИМ) являются средами с ярко выраженной пространственной дисперсией вследствие неоднородного обменного взаимодействия, причем его вклад в спектр магнонов в этих средах также может быть обменно усиленным [8, 10]. Естественно, что в случаях, когда соответствующие магнонные поляритоны являются еще и радиационными, это не может не сказаться на условиях формирования ССК в спектре излучения этих ЭМ возбуждений. Так в [11] на основе предложенного в [12] механизма двухмодовой деструктивной интерференции было показана возможность формирования за счет корректного учета пространственной дисперсии АФМ среды (неоднородного обменного взаимодействия) “темных” состояний интерференционного типа [13] в спектре излучения распространяющихся вдоль слоя негиротропного АФМ радиационных магнитных поляритонов. Однако в [11] рассматривались только такие сочетания магнитооптической конфигурации (МОК) и граничных условий, которые предполагали независимое распространение вдоль АФМ слоя магнитных поляритонов *ТМ*- и *ТЕ*-типа и один открытый во внешнюю среду канал излучения фотонов соответствующей поляризации.

Что же касается ФИМ, то он не только, как и АФМ, обладает пространственной дисперсией, но вне точки магнитной компенсации, даже в отсутствие постоянного внешнего поля, является также и гиротропной средой [8, 10]. Хорошо известно, что это приводит к дополнительным механизмам двулучепреломления уже на уединенной границе раздела гиротропной и негиротропной сред [14], и, в частности, к увеличению числа волн, вносящих свой вклад в структуру поля волноводных поляритонов *EH*-типа, распространяющихся вдоль такого слоя. Это означает, что для ФИМ слоя и в продольной, и в полярной МОК [10] изучение распространения этого типа ЭМ волн (как собственных, так и несобственных) должно быть основано на одновременном учете как эффектов гиротропии, так и эффектов пространственной дисперсии. Ранее в [15] была рассмотрена возможность формирования в открытом канале излучения за счет гиротропии “квази ССК” (высокочастотных (суперрезонансных согласно [16]) состояний), а в [17], на примере в двухмерном квантово-

механическом волноводе с резонатором субволнового размера, была показана важность учета многомодовой интерференции при формировании спектра ССК. Тем не менее, изучение влияния гибридации гиротропии и пространственной дисперсии на электромагнитную прозрачность слоя ФИМ или конечного магнитного фотонного кристалла на его основе в условиях формирования “темных” состояний с нулевой радиационной шириной в сплошном спектре излучательных поляритонных мод (в точках коллапса резонанса Фано) до сих пор не проводилось. Выяснение этих вопросов и является целью предлагаемого сообщения.

Пусть имеется слой магнитного диэлектрика толщиной  $2d$ , связывающий между собой два идентичные по своим оптическим свойствам полупространства, занятые одноосным (ось анизотропии  $\tilde{\mathbf{c}}$ ), оптически прозрачным немагнитным диэлектриком (“тильдой” отмечены все величины, относящиеся к данной среде) с материальными соотношениями вида [18]:

$$\tilde{\mathbf{D}} = \left( \tilde{\varepsilon}_o \bar{\mathbf{I}} + (\tilde{\varepsilon}_e - \tilde{\varepsilon}_o) \tilde{\mathbf{c}} \otimes \tilde{\mathbf{c}} \right), \quad \tilde{\mathbf{B}} = \tilde{\mathbf{H}}, \quad (1)$$

где  $\bar{\mathbf{I}}$  – единичный тензор,  $\tilde{\mathbf{D}}$  и  $\tilde{\mathbf{B}}$  – вектора электрической и магнитной индукции соответственно. Пусть  $\mathbf{q}$  – нормаль к границе раздела сред,  $\mathbf{a}$  – нормаль к плоскости падения волны, направление распространения волны вдоль слоя,  $\tilde{\mathbf{c}} \parallel \mathbf{b}$ . Для удобства и наглядности расчетов будем полагать, что для распространяющейся вдоль слоя объемной ЭМ волны *EH*-типа одновременное сосуществование открытого и закрытого каналов фотонного излучения обеспечивается наличием анизотропно проводящей поверхности (согласно терминологии [19]) на обеих его границах раздела со средой (1). В частности, если для выбранной плоскости распространения ЭМ волны вдоль слоя открытый канал излучения в среде (1) связан с волной *ТМ*-типа, то, следуя [19], его существование можно обеспечить наличием на границах раздела между слоем и неограниченной средой (1) метаповерхностей со следующими ЭМ характеристиками:

$$\begin{aligned} (\mathbf{Ea}) = (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}) = 0, \quad (\mathbf{Eb}) = (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}), \\ (\mathbf{Ha}) = (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}), \quad \xi = \pm d, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\xi$  – текущая координата вдоль  $\mathbf{q}$ . Что же касается собственно гиротропной магнитной диэлектрической среды, формирующей слой обсуждаемой гетероструктуры (1), (2), то будем полагать, что это обменно коллинеарный, одноосный ФИМ. В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную мо-

дель ( $\mathbf{M}_{1,2}$  – намагниченности подрешеток, намагниченности насыщения которых  $|\mathbf{M}_1| = M_{01}$  и  $|\mathbf{M}_2| = M_{02}$  соответственно) обменно коллинеарного ФИМ с легкой магнитной осью  $OZ$  ( $M_{1z} = M_{01}$ ,  $M_{2z} = -M_{02}$ ) и плотностью энергии вида ([10]):

$$F = \delta \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 + \frac{\alpha_1}{2} (\nabla \mathbf{M}_1)^2 + \frac{\alpha_2}{2} (\nabla \mathbf{M}_2)^2 - \frac{b_1}{2} \mathbf{M}_{1z}^2 - \frac{b_2}{2} \mathbf{M}_{2z}^2 - (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \mathbf{H}) + \frac{H^2}{8\pi} + \frac{\varepsilon_{\perp} (E_x^2 + E_y^2)}{8\pi} + \frac{\varepsilon_{\parallel} E_z^2}{8\pi}, \quad (3)$$

где  $\delta$  – константа однородного межподрешеточного обмена,  $\alpha_{1,2}$  и  $b_{1,2} > 0$  – константы неоднородного обмена и легкоосной магнитной анизотропии внутри каждой из подрешеток соответственно. Динамика данной динамической системы определяется связанной системой уравнений, состоящей из уравнений Максвелла и уравнений Ландау–Лифшица. В соответствии с (3) для равновесного состояния  $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$  ( $\mathbf{l}_0 \equiv \mathbf{M}_{01} - \mathbf{M}_{02}$ ) это приводит (см. также [8, 10]) к следующим материальным соотношениям в рассматриваемом легкоосном ферримагнетике (ЛО ФИМ):

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & -i\mu_{*} & 0 \\ i\mu_{*} & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{H},$$

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & -i\varepsilon_{*} & 0 \\ i\varepsilon_{*} & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix} \mathbf{H},$$

$$\mu_{\perp} \equiv 1 + 4\pi\chi_{\perp}, \quad \mu_{*} \equiv 4\pi\chi_{*}. \quad (4)$$

$$\chi_{\perp} \equiv \frac{\chi_{1+} + \chi_{2+}}{2} + \frac{\chi_{1-} + \chi_{2-}}{2};$$

$$\chi_{*} \equiv \frac{\chi_{1+} + \chi_{2+}}{2} - \frac{\chi_{1-} + \chi_{2-}}{2};$$

$$\Delta_{\pm} \chi_{1\pm} \equiv \mp g_1 M_{01} (\omega \mp \omega_2) + g_1 g_2 \delta M_{01} M_{02};$$

$$\Delta_{\pm} \chi_{2\pm} \equiv \pm g_2 M_{02} (\omega \mp \omega_1) + g_1 g_2 \delta M_{01} M_{02};$$

$$\Delta_{\pm} \equiv (\omega \mp \omega_1)(\omega \mp \omega_2) + g_1 g_2 \delta^2 M_{01} M_{02} \equiv (\omega - \omega_+)(\omega - \omega_-);$$

$$\omega_1 = g_1 (\delta M_{02} + b_1 M_{01} + \alpha_1 \mathbf{k}^2),$$

$$\omega_2 = g_2 (-\delta M_{01} - b_2 M_{02} - \alpha_2 \mathbf{k}^2).$$

В дальнейшем в качестве плоскости распространения ЭМ волны с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и частотой  $\omega$ , без ограничения общности, выберем плоскость  $\mathbf{k} \in YZ$ . В этом случае и для полярной ( $\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$ ), и для продольной ( $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{b} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$ ) МОК [10] нормальная к плоскости границы раздела компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$  в зависимости от ориентации вектора

$\mathbf{q}$  в плоскости  $\mathbf{k} \in YZ$  с учетом (4) определяется из следующего характеристического уравнения:

$$D^{EH}(k_y, k_z, \omega) = 0, \quad D^{EH}(k_y, k_y, \omega) \equiv \left[ \frac{\mu_{\perp} \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} k_y^2 + \mu_{\perp} k_z^2 - \varepsilon_{\perp} k_0^2 (\mu_{\perp}^2 - \mu_{*}^2) \right] \times \left[ \frac{\varepsilon_{\perp} \mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} k_y^2 - \mu_{\perp} k_0^2 (\varepsilon_{\perp}^2 - \varepsilon_{*}^2) \right] - k_z^2 k_0^2 (\varepsilon_{\perp} \mu_{*} + \mu_{\perp} \varepsilon_{*})^2 \Big\} \Delta_+ \Delta_-. \quad (5)$$

Полученное соотношение отвечает рассчитанному с учетом неоднородного обменного взаимодействия (4) спектру нормальных магнитных поляритонов  $EH$ -типа, распространяющихся при  $\mathbf{k} \in YZ$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$  в неограниченном ЛО ФИМ (3), (4). Так как (5) представляет собой линейное алгебраическое уравнение четвертой степени относительно  $k_{\parallel}^2 = (\mathbf{k}\mathbf{q})^2$ , то отсюда следует принципиальная возможность четырехлучевого преломления ЭМ волны на границе раздела негиротропной (1) и гиротропной (3) диэлектрических сред. Чтобы показать это более наглядно, обратимся к АФМ пределу рассматриваемой модели ЛО ФИМ (3), полагая что в этом случае  $g_1 = g_2 = g$ ,  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ ,  $b_1 = b_2 = b$ , а магнитные подрешетки в модели (3)–(5) равны по величине и кристаллографически эквивалентны [8,10]. В результате дисперсионное соотношение (5), совместно с (4) описывающее спектр магнитных поляритонов  $EH$ -типа в неограниченной модели ЛО ФИМ (5) в АФМ пределе (в точке магнитной компенсации), факторизуется, поскольку в выбранной МОК имеет место независимое распространение магнитных поляритонов  $TM$ - и  $TE$ -типа:

$$D^{EH} = (k_y, k_z, \omega) = D^{TE}(k_y, k_z, \omega) D^{TM}(k_y, k_z, \omega) = 0, \quad (6)$$

$$D^{TE}(k_y, k_z, \omega) \equiv (k_y^2 - \varepsilon_{\perp} k_0^2) ((\omega_0^2 + s^2 k^2)(1 + \varepsilon) - \omega^2) + k_z^2 (\omega_0^2 + s^2 k^2 - \omega^2),$$

$$D^{TM}(k_y, k_z, \omega) \equiv (\varepsilon_{\perp} k_y^2 + \varepsilon_{\parallel} k_z^2 - \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel} (1 + \varepsilon) k_0^2) \times (\omega_0^2 + s^2 k^2 - \omega^2) - \varepsilon \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel} k_0^2 \omega^2,$$

$$s = g M_0 \sqrt{\delta \alpha}, \quad \omega_0 = g M_0 \sqrt{\delta b},$$

$$\varepsilon \equiv 4\pi/\delta, \quad k_0 \equiv \omega/c.$$

Следует отметить, что соотношения (5) или (6) в зависимости от частоты определяют, в частности, форму сечения плоскостью падения ( $\mathbf{k} \in YZ$ ) поверхности волновых векторов (ПВВ) поляритонной

волны в рассматриваемой ФИМ (или АФМ) среде без учета граничных условий. Анализ показывает, что в продольной МОК ( $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{k} \in YZ$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$ ) уже для АФМ среды, обладающей пространственной дисперсией (6) при заданном  $\omega$  как в случае магнитных поляритонов  $TM$ -, так и  $TR$ -типа с учетом  $\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$  возможно формирование эффекта двулучепреломления (см. рис. 1). В тех случаях, когда для обоих

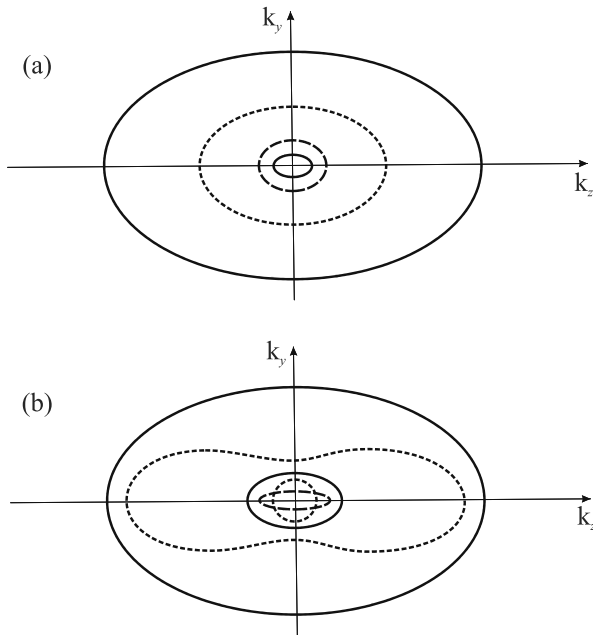


Рис. 1. Зависимость структуры сечения ПВВ  $EH$ -волны типа плоскостью падения  $\mathbf{k} \in YZ$  (5) в АФМ пределе (6) для трех различных по отношению к  $\omega_0\sqrt{1+\varepsilon}$  и  $\omega_0$  значений частоты  $\omega$ : (а) – в (6)  $D^{TM}(\omega, \mathbf{k}) = 0$ ; (б) – в (6)  $D^{TE}(\omega, \mathbf{k}) = 0$ . В обоих вариантах сплошная линия –  $\omega > \omega_0\sqrt{1+\varepsilon}$ , длинные штрихи –  $\omega < \omega_0$ , короткие штрихи –  $\omega_0 < \omega < \omega_0\sqrt{1+\varepsilon}$

типов поляризации ЭМ волны такой эффект реализуется при одних и тех же сочетаниях  $\omega - h$  включение даже предельной слабой гиротропии делает возможным реализацию в ФИМ среде (3)–(5) эффектов как трех-, и так и четырехволнового лучепреломления (отражения) ЭМ волны  $EH$ -типа. В качестве подтверждения достаточно учесть, что в окрестности точки магнитной компенсации ( $|\mu_*| = |\varepsilon_*| = 0$ ) с точностью до величин второго порядка малости относительно  $(\varepsilon_\perp \mu_* + \mu_\perp \varepsilon_*)^2 \Delta_+ \Delta_- \ll 1$  структура сечения ПВВ нормальных поляритонных волн в ФИМ (4)–(5) совпадает с (6). В этом пределе можно с помощью рис. 1, наглядно проследить характер зависимости от частоты структуры сечения плоскостью падения ПВВ нормальных поляритонных волн  $EH$ -типа (4)–(5). Для этого необходимо приведенные на рис. 1,

варианты (а) (волна  $TM$ -типа) и (б) (волна  $TE$ -типа) совместить в рамках общей системы координат ( $\mathbf{k} \in YZ$ ). В частности, отсюда следует, что для падающей извне на слой ЭМ волны четырехволновое лучепреломление в рассматриваемой МОК становится возможным если одновременно  $\omega > \omega_0\sqrt{1+\varepsilon}$ , а  $h < k_0\sqrt{\varepsilon_\perp}$ , а двухволновое – если одновременно  $\omega < \omega_0$ , а  $h < k_0\sqrt{(1+\varepsilon)\varepsilon_\perp}$ .

Таким образом, учитывая вышесказанное и в соответствии с общими положениями теории волн в слоистых средах [20], для падающей из среды (1) на гиротропный слой с пространственной дисперсией среды (3)–(5) плоской объемной ЭМ волны  $TM$ -типа в случае продольной МОК ( $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\tilde{\mathbf{c}} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$ ) получим ( $\eta^2 \equiv -k_\parallel^2$ ,  $h \equiv (\mathbf{k}\mathbf{b})$ ):

$$\tilde{H}_x(y = d) = (1 + V) \exp(i\psi),$$

$$\tilde{H}_x(y = -d) = W \exp(i\psi), \quad \psi = hz - \omega t, \quad (7)$$

$$H_x(-d < y < d) = \sum_{j=1}^{n=4} H_{xj} (A_j c_{jy} + B_j s_{jy}) \exp(i\psi),$$

$$c_{jy} = \text{ch}(\eta_j y), \quad s_{jy} \equiv \text{sh}(\eta_j y),$$

где  $A_j, B_j$  – произвольные постоянные, подлежащие определению,  $n$  – число корней  $k_\parallel^2$  характеристического уравнения (4)–(5),  $j$  – номер ветви поляритонного спектра неограниченного магнетика,  $H_{xj}$  – амплитуда парциальной волны с номером  $j$ , входящей в состав волны  $H_x$  в магнетике (4)–(5). Учет наличия в ФИМ среде (3)–(5) неоднородного обменного взаимодействия, определяющего пространственную дисперсию среды, делает необходимым дополнение электромагнитных условий (2) соответствующими обменными граничными условиями [21]. С целью аналитического описания условий формирования ССК в рассматриваемой гиротропной магнитной среде, обладающей пространственной дисперсией, будем полагать, что межслоевые граничные условия (2) при  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{k} \in YZ$ ,  $\tilde{\mathbf{c}} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$  имеют вид

$$M_{1\alpha} = M_{2\alpha} = 0, \quad E_x = 0,$$

$$\tilde{E}_x = 0, \quad H_x = \tilde{H}_x, \quad E_z = \tilde{E}_z, \quad y = \pm d, \quad (8)$$

где  $\alpha = x, y$ . Соотношения (8) отвечают случаю, когда имеется единственный открытый канал фотонного излучения из ЛО ФИМ (3)–(5) в окружающую магнитный слой среду (1), связанный с волной  $TM$ -типа. По аналогии с методом расчета, развитым в [20], используя первые три соотношения из (8), можно в (7) исключить из дальнейшего рассмотрения

$A_{2-4}$  и  $B_{2-4}$ , выразив их через  $A_1$  и  $B_1$  соответственно. Представляя структуру соответствующих соотношений как ( $c_{jd} \equiv \text{ch}(\eta_j d)$ ,  $s_{jd} \equiv \text{sh}(\eta_j d)$ )

$$A_j = F_{j1} \frac{c_{1d}}{c_{jd}} A_1, \quad B_j = F_{j1} \frac{s_{1d}}{s_{jd}} B_1, \quad j = 1 \div 4, \quad F_{11} = 1, \quad (9)$$

получим, что для продольной МОК структуру матрицы перехода для слоя рассматриваемого ЛО ФИМ (3)–(5) с учетом (8)–(9) можно представить как

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}\mathbf{a} \\ \mathbf{E}\mathbf{b} \end{pmatrix}_{y=d} = \bar{\bar{T}}_p \begin{pmatrix} \mathbf{H}\mathbf{a} \\ \mathbf{E}\mathbf{b} \end{pmatrix}_{y=-d}, \quad (10)$$

$$\bar{\bar{T}}_p \equiv \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix},$$

$$\bar{\bar{T}}_p(2d) \equiv \bar{\bar{P}}(d) \bar{\bar{P}}^{-1}(-d),$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}\mathbf{a} \\ \mathbf{E}\mathbf{b} \end{pmatrix}_y = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix};$$

$$P_{11}(y) = H_{xj} F_{j1} \frac{c_{1d}}{c_{jd}}, \quad P_{12}(y) = H_{xy} F_{j1} \frac{s_{1d}}{s_{jd}} s_{1y}. \quad (11)$$

$$P_{21}(y) = E_{zj} F_{j1} \frac{c_{1d}}{c_{jd}} s_{1y}, \quad P_{22}(y) = E_{zj} F_{j1} \frac{s_{1d}}{s_{jd}} c_{1y}.$$

В результате, следуя [20], и используя (7), (9)–(11), получим, что для падающей из среды (1) на рассматриваемый слой плоской объемной ЭМ волны  $TM$ -типа коэффициент прохождения через нижнюю поверхность слоя ( $y = -d$ ) и коэффициент отражения от его верхней поверхности ( $y = d$ ) соответственно имеют вид:

$$W_p(y = -d) = \frac{2i\tilde{Z}_p(P_{11}P_{22} - P_{21}P_{21})}{(P_{21} - i\tilde{Z}_pP_{11})(P_{22} - i\tilde{Z}_pP_{12})}, \quad (12)$$

$$V_p(y = d) = \frac{i\tilde{Z}_p + Z_{\text{in}}}{i\tilde{Z}_p - Z_{\text{in}}}; \quad Z_{\text{in}} = \frac{T_{21} - iT_{22}\tilde{Z}_p}{T_{11} - iT_{12}\tilde{Z}_p}. \quad (13)$$

Таким образом, согласно (4)–(5), (8)–(13) обсуждаемая магнитная гетероструктура характеризуется селективной электромагнитной прозрачностью при сканировании не только по частоте, но и по углу. В частности если в (12)  $P_{11}P_{12}\tilde{Z}_p^2 + P_{21}P_{22} = 0$ , то  $|W_p(y = -d)| = 1$ , тогда как при  $P_{11}P_{22} = P_{21}P_{21}$   $|W_p(y = -d)| = 0$  (см. также [20]). В соответствии с (11), (12) выполнение условия полного электромагнитной непрозрачности рассматриваемой открытой магнитной гетероструктуры ( $|W_p(y = -d)| = 0$ ) имеет место в тех точках плоскости “ $\omega - g$ ” для которых совместно с (4)–(5)

$$(|c_{\alpha d}| + |s_{\beta d}|)(|s_{\alpha d}| + |c_{\beta d}|) = 0, \quad \eta_{\alpha,\beta}^2(\omega, h) < 0,$$

$$\alpha = 1 \div 4, \quad \beta = 1 \div 4, \quad \alpha \neq \beta, \quad (14)$$

что отвечает  $|P_{11}| + |P_{12}| = 0$ .

В окрестности каждого из указанных выше экстремумов форма кривой прозрачности в зависимости от  $\omega$  или  $h$  подобна форме характерной для резонанса Брейта–Вигнера. Вместе с тем, согласно общим положениям теории волновых процессов в слоистых средах [20], дисперсионные свойства распространяющихся вдоль слоя (7) оптически прозрачного, гиротропного магнетика с пространственной дисперсией (3)–(5)  $EH$ -мод (как собственных ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 < 0$ )), так и несобственных (радиационных ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ )) с учетом (10)–(13) определяются соотношением:

$$i\tilde{Z}_p(T_{11} + T_{22}) - T_{21} + T_{12}\tilde{Z}_p^2 = 0, \quad \tilde{Z}_p \equiv \frac{\tilde{k}_{\parallel}}{\tilde{\epsilon}_e k_0}, \quad (15)$$

$$\tilde{k}_{\parallel}^2 \equiv \frac{\tilde{\epsilon}_e}{\tilde{\epsilon}_o} \{k_0^2 \tilde{\epsilon}_o - h^2\}.$$

Важно отметить, что, вследствие (8), в рассматриваемой слоистой гетероструктуре имеется только один открытый канал фотонного рассеяния ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ), а в самой магнитной среде (4)–(5) возможно существование эффекта многолучевого отражения (преломления) для ЭМ волны распространяющейся вдоль магнитного слоя. Это, согласно [12], создает предпосылки для реализации в спектре излучения радиационных магнитных поляритонов ССК интерференционного типа по механизму Фридриха–Винтгена [13], однако в нашей модели интерференция в магнитном слое является более чем двухмодовой (в (7)  $n > 2$ ).

Совместный анализ (3)–(12) показывает, что на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” условие формирования ССК интерференционного типа [12, 13] в спектре излучения распространяющихся вдоль слоя гиротропной среды объемных радиационных мод  $EH$ -типа, исходя из (10)–(12), (15), можно представить как:

$$(|P_{11}| + |P_{21}|)(|P_{12}| + |P_{22}|) = 0, \quad \tilde{k}_{\parallel}^2 > 0. \quad (16)$$

Таким образом, сочетание в рассматриваемой магнитной гетероструктуре только одного открытого канала фотонного излучения, с имеющим место в магнитной среде эффектом многоволновой интерференции, делает возможным при выполнении (16) слияние некоторых из отмеченных выше для  $|W_p(y = -d)|$  точек максимума и минимума. В окрестности каждой из точек, определяемых из (16), структуру коэффициента прохождения (12) при угловом сканировании можно представить в виде ( $C(h) - \text{const}$ ):

$$W_p(y = -d) \approx C \frac{h - h_0}{h - h' - ih''}. \quad (17)$$

В этом случае  $|W_p(y = -d)|^2$  будет иметь форму, свойственную асимметричному резонансу (типа резонанса Фано [2]), а слияние максимума и минимума кривой  $|W_p(y = \pm d)|^2$  отвечает коллапсу резонанса Фано, эффект который согласно [2] может сопутствовать формированию в самой точке “темного” состояния с нулевой радиационной шириной (16):  $(|h - h'| + |h''| = 0)$ .

В результате, в соответствии с (9)–(11), (16) формирование ССК интерференционного типа в открытом канале фотонного рассеяния ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ) в зависимости от числа парциальных волн в (7)  $p \leq n = 4$ , образующих такое “темное” состояние, становится возможным, если

$$\left( \sum_{j=1}^p |c_{jd}| \right) \left( \sum_{j=1}^p |s_{jd}| \right) = 0, \quad p = 2 \div 4, \quad \eta_j^2(\omega, h) < 0. \quad (18)$$

Таким образом, используя (4)–(5), для рассматриваемой продольной МОК условия существования в спектре радиационных магнитных  $EH$ -поляритонов ССК (18), индуцированных гибридизацией эффектов гиротропии и пространственной дисперсии на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” при  $p = 2$ , принимают вид:

$$\begin{aligned} D_{\nu}^{EH}(h, \omega) &= D_{\rho}^{EH}(h, \omega), \\ \nu \neq \rho, \quad \nu &= 1, 2, \dots, \quad \rho = 1, 2, \dots \\ D_{\nu}^{EH}(h, \omega) &= D^{EH}(k_y = \kappa_{\nu}, k_z = h, \omega) \quad \tilde{k}_{\parallel}^2 > 0. \end{aligned} \quad (19)$$

$\mathbf{q} \parallel OY, \quad \mathbf{b} \parallel OZ,$

При этом в (19) одновременно либо  $\kappa_{\nu} \equiv \pi(2\nu - 1)/(2d)$  и  $\kappa_{\rho} \equiv \pi(2\rho - 1)/(2d)$  или  $\kappa_{\nu} \equiv \nu\pi/d$  и  $\kappa_{\rho} \equiv \pi\rho/d$ . Соотношения (4)–(5), (19) отвечают точкам вырождения в спектре объемных магнитных поляритонов  $EH$ -типа, распространяющихся вдоль слоя ЛО ФИМ (3)–(5), на обеих поверхностях которого при  $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{k} \in YZ, \mathbf{b} \parallel OZ, \mathbf{l}_0 \parallel OZ$  межслоевые (при  $y = \pm d$ ) граничные условия имеют вид:  $E_x = 0, H_x = 0$ , где  $M_{1\alpha} = M_{2\alpha} = 0, \alpha = x, y$ . Несложно убедиться в наличии в рассматриваемой динамической системе двух независимых механизмов формирования “темных” состояний с нулевым радиационным затуханием в спектре излучательных поляритонов рассматриваемой магнитной гетероструктуры: пространственной дисперсии и гиротропии. Так из совместного анализа (5), (19) следует, что определяемое (19) условие формирования ССК с  $p = 2$  сохраняется как в пределе  $(|\alpha_1| + |\alpha_2|) \rightarrow 0$  (гиротропный  $(|\varepsilon_*| + |\mu_*|) \neq 0$ ) диэлектрик без пространственной дисперсии (безобменное приближение), так

и в случае  $(|\varepsilon_*| + |\mu_*|) \rightarrow 0$  (негиротропный магнитный диэлектрик с пространственной дисперсией  $(|\alpha_1| + |\alpha_2|) \neq 0$ ). Помимо этого, согласно (5), (19), на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” возможны также и дополнительные точки формирования ССК с  $p = 2$  (как результат гибридизации обоих отмеченных выше механизмов: гиротропии и пространственной дисперсии). В частности соотношения (5), (18), (19) могут выполняться и в условиях одновременного формального предельного перехода к пределу  $(|\varepsilon_*| + |\mu_*|)\alpha_1 \neq 0, \alpha_2 \rightarrow 0$  или  $(|\varepsilon_*| + |\mu_*|)\alpha_2 \neq 0, \alpha_1 \rightarrow 0$ , т.е. в случае гибридизации в магнитной среде эффектов гиротропии и пространственной дисперсии.

Следует отметить, что и условия (14) полной ЭМ непрозрачности рассматриваемой магнитной гетероструктуры по отношению к падающей извне плоской объемной ТМ волне ( $W_p = 0$ ) на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” также могут быть определены с помощью соотношений (19), только теперь в них одновременно должно быть либо  $\kappa_{\nu} \equiv \pi(2\nu - 1)/(2d)$  и  $\kappa_{\rho} \equiv \pi\rho/d$  или  $\kappa_{\nu} \equiv \nu\pi/d$  и  $\kappa_{\rho} \equiv \pi(2\rho - 1)/(2d)$  (в обоих этих вариантах  $\nu = 1, 2, \dots, \rho = 1, 2, \dots, (\nu \neq \rho)$ ).

Совместный анализ соотношений (12)–(19) показывает, что для ССК интерференционного (16), (18), (19) типа с  $p = 2 < n$ , в условиях коллапса резонанса Фано, в (12)–(13) деструктивная интерференция поля излучения в открытом канале фотонного рассеяния ( $\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$ ), вследствие гибридизации эффектов гиротропии и пространственной дисперсии, приводит к подавлению, отмеченного в [2], эффекта полной ЭМ прозрачности и теперь  $|W_p(y = \pm d)| < 1$ . Это связано с многоволновой интерференцией ЭМ волн  $EH$ -типа внутри ФИМ слоя, индуцированной гибридизацией эффектов гиротропии и неоднородного обменного взаимодействия (в (7)  $n = 4$ ). В этом случае падающая извне на магнитный слой плоская объемная ЭМ волна ТМ-типа,  $\omega$  и  $h$  которой отвечают формированию ССК (16), (18), (19), с поляризацией  $EH$ -типа и  $p = 2 < n$ , одновременно нерезонансно возбуждает в слое также и излучательную поляритонную моду той же поляризации (но с иным пространственным распределением ЭМ полей в слое). В частности, при  $p = 2 < n$ , для ССК  $|P_{21}| = |P_{11}| = 0$  из (16) соответствующей излучательной моде согласно (12), (15), (16) отвечает  $|P_{22}||P_{12}| \neq 0$ , тогда как в случае ССК с  $|P_{22}| = |P_{12}| = 0$  из (16) для одновременно возбуждаемой в рассматриваемом магнитном слое радиационной поляритонной моды  $|P_{21}||P_{11}| \neq 0$ . При этом, число парциальных волн участвующих в формировании в слое таких, “сопутствующих” образованию ССК с  $p < n$ , излучатель-

ных поляритонных мод, с учетом (7), определяется как  $n - p$ .

Как уже говорилось выше, физической причиной формирования интерференционных типов ССК с  $p = 2 < n = 4$  является существование в магнитной среде (3)–(5) при  $\omega - h$  удовлетворяющих (16), (18), (19) эффекта двулучеотражения при однократном падении объемной поляритонной волны на поверхность магнетика. Вместе с тем, согласно (16), (18), (19), для тех сочетаний  $\omega - h$  которым в (4)–(5) отвечает возможность существования в гиротропной среде с пространственной дисперсией эффекта трех- (в (4)–(5),  $\eta_{\alpha,\beta,\gamma}^2(\omega, h) < 0$  ( $\alpha = 1 \div 4, \beta = 1 \div 4, \gamma = 1 \div 4, \alpha \neq \beta \neq \gamma$ )) или четырехлучевого (в (4)–(5)  $\eta_{1-4}^2(\omega, h) < 0$ ) отражения гибридной поляритонной волны от поверхности магнетика, делает принципиально возможным также и формирование в спектре излучения рассматриваемых радиационных магнитных поляритонов *EH*-типа интерференционных типов ССК (18) с  $p = 3$  или  $p = 4$  соответственно.

С учетом (19) их можно рассматривать как результат слияния на плоскости внешних параметров  $\omega - h$  ССК интерференционного типа с  $p = 2$  (см. (16), (18)). При этом у ССК с  $p = 4$  согласно (16), (18), в отличие от ССК с  $p = 2$  или  $p = 3$  имеет место  $p = n$ . В результате в (12)  $|W_p(y = -d)| = 1$ , так как в (10)–(11) матрица перехода волны *TM*-типа через рассматриваемую гетероструктуру  $\bar{T}$  при выполнении (18) становится единичной, а значит такие интерференционные ССК даже при многоволновой интерференции не будут “скрытыми” в рассматриваемой модели. В этом случае для ССК с  $p = 4$  одновременно возбуждаемой в точке коллапса резонанса Фано “сопутствующей” излучательной поляритонной моды не существует ( $p = n$ ). Однако, как уже отмечалось и в [17] для случая электронных волн в квантово-механическом волноводе, трудности достижения условий необходимых для существования ССК (18), возрастают с увеличением числа парциальных волн  $p$ , формирующих рассматриваемый тип ССК. В частности, для  $p = 4$  согласно (16), (18) будет необходимо одновременное вырождение в одной и той же точке плоскости  $\omega - h$  уже не двух, как в (18), (19) при ССК с  $p = 2$ , а четырех мод спектра объемных ЭМ волн *EH*-типа, распространяющихся вдоль слоя (8) гиротропного магнетика с пространственной дисперсией (4)–(5).

Несомненный практический интерес представляет то обстоятельство, что при  $p = 2 \div n$  для падающей извне плоской объемной ЭМ волны (выше как пример волна *TM*-типа) в окрестности точки коллапса резонанс Фано (16), (18), (19) согласно (13)

$V_p = |V_p| \exp(i\varphi)$ ,  $\text{tg}(\varphi/2) = (h - h_N)/(h - h_D)$  и при строгом выполнении (16), (18), (19)  $h_N = h_D$ . Таким образом, если падающая извне ЭМ волна не плоская, а квазишпоская, то, поскольку пространственное смещение отраженного пучка вдоль границы раздела сред (эффект Гуса–Хенхен) определяется как  $\Delta = \partial\varphi/\partial h$  (см., например, [20]), то  $|\Delta(\omega, h)|$  достигает локального максимума как при  $h = h_D$ , так и при  $h = h_N$ . Его величина (в рамках данной модели расчета) неограниченно возрастает по мере приближения параметров падающей волны к отвечающим точке формирования “темного” поляритонного состояния с нулевой радиационной шириной (16), (18), (19).

Дополнительные особенности, связанные с возможностью формирования в спектре радиационных магнитных поляритонов “скрытых” ССК ( $|W| < 1$ ) возникают в случае, когда обсуждаемая слоистая магнитная гетероструктура с одним открытым каналом фотонного рассеяния (4)–(8) является элементарным периодом одномерного магнитного фотонного кристалла ФК (1D МФК). Пусть в рассматриваемой продольной МОК ( $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{k} \in YZ, \mathbf{b} \parallel OZ, \mathbf{l}_0 \parallel OZ$ ) для 1D МФК из  $N$ -периодов в погруженного в среду (1) ( $|y| > (2N - 1)d$ ) выполнена следующая система межслоевых граничных условий ( $f = 1 \div N, \alpha = x, y$ ):

$$E_x = 0, \quad \tilde{E}_x = 0, \quad H_x = \tilde{H}_x, \quad E_z = \tilde{E}_z,$$

$$M_{1\alpha} = M_{2\alpha} = 0, \quad y = \pm(2f - 1)d. \quad (20)$$

С учетом (10)–(11) связь между коэффициентами отражения для падающей из среды (1) плоской объемной ЭМ волны *TM*-типа в случае слоя (13) и рассматриваемого типа конечного 1D МФК ( $V_{pN}$ ) имеет вид (см. также [22]):

$$V_{pN} = \frac{V_p U_{N-1}(2Kd)}{U_{N-1}(2Kd) - W_p U_{N-2}(2Kd)};$$

$$U_{N-1}(x) \equiv \frac{\sin(Nx)}{\sin(x)}, \quad \cos(2Kd) = 0.5(T_{11} + T_{22}). \quad (21)$$

Прежде всего, отметим, что в такой магнитной гетероструктуре при выполнении (14) ( $|V_p| = 1$ ) становится возможным эффект сверхизлучения радиационных магнитных поляритонов, если  $U_{N-1}(2Kd) = (-1)^{N-1}N$ . В этом случае  $N$ -кратно усилена величина радиационного затухания, формирующейся в МФК (20)–(21) коллективной излучательной поляритонной моды, по сравнению с рассмотренным выше случаем уединенного слоя гиротропного магнетика с пространственной дисперсией. Однако гибридизации эффектов пространственной дисперсии и гиро-

тропии в магнитной среде приводит к дополнительному механизму формирования эффекта сверхизлучения радиационных магнитных поляритонов.

Расчет показывает, что если у падающей извне плоской объемной ЭМ волны  $TM$ -типа сочетание  $\omega$  и угла падения таково, что согласно (16), (18), (19) отвечает формированию “скрытых” ССК с  $p = 2 < n$ , а

$$|s_{\alpha d}| + |s_{\beta d}| = 0, \quad \eta_{\alpha, \beta}^2(\omega, h) < 0, \\ \alpha = 1 \div 4, \quad \beta = 1 \div 4, \quad \alpha \neq \beta, \quad (22)$$

то одновременно нерезонансно возбуждаемая в этом случае в слое излучательная поляритонная мода для  $N$ -периодного ФК рассматриваемого типа (20), (21) также становится “сверхизлучательной”. Это связано с тем, что, по сравнению с уединенным слоем  $N = 1$ , при выполнении (21)–(22)  $N$ -кратно усилены как величина радиационного затухания, так и числитель коэффициента отражения  $V_{pN}$  для нерезонансно возбуждаемой на частоте “скрытого” ССК коллективной излучательной поляритонной моды рассматриваемого  $N$ -периодного магнитного ФК. В результате, несмотря на выполнение (16), (18), (19) с ростом числа периодов в рассматриваемом 1D МФК  $N$  в (21)  $|V_{pN}| \rightarrow 1$ , если речь идет об ССК с  $p < n$  (тогда как для ССК с  $p = n$  и выполнении (16), (18), (19) в этом же пределе  $|V_{pN}| = |V_p| = 0$ ). Эффект сверхизлучательности сохраняется и в АФМ пределе (6) для радиационной поляритонной моды, сопровождающей формирование ССК симметрично защищенного типа.

Таким образом, в условиях гибридизации двух механизмов формирования эффекта коллапса резонансов Фано в спектре излучательных поляритонов: гиротропии и пространственной дисперсии вследствие многоволновой интерференции возможен только интерференционный тип ССК (16), (18), (19), но при  $p < n$  его реализация не сопровождается полной электромагнитной прозрачностью рассматриваемой магнитной гетероструктуры (в отличие от случая  $p = n$ , изученного в [2]). При этом одновременно нерезонансно возбуждаемая в слое с одним открытым каналом фотонного излучения излучательная поляритонная мода становится “сверхизлучательной” если такой слой – элементарный период одномерной конечной сверхрешетки.

Некоторые частотные и угловые характеристики электромагнитной прозрачности рассматриваемой магнитной гетероструктуры, обусловленные излучательными поляритонными модами слоя можно рассмотреть более конкретно, если воспользоваться существенным различием в величинах фазовых

скоростей фотонов ( $c$ ) и магнонов ( $s$ ) в неограниченной магнитной среде. Для простоты и наглядности расчетов ограничимся случаем (6)–(8), т.е. слоем негиротропного, оптически прозрачного магнитного диэлектрика с пространственной дисперсией. Пусть  $\mathbf{q} \parallel OY$ ,  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ , а поскольку в рассматриваемой модели магнитной среды (4)–(10)  $c \gg s$ , то в случае  $2dk_0 \ll 1$  с хорошей степенью точности можно предположить, что граничное условие из (8)  $H_x(y = \pm d) = \tilde{H}_x$  выполнено по всей толщине  $2d$  слоя АФМ (6)–(8) в симметричном окружении (среда (1)). Для решения обменной граничной задачи можно воспользоваться подходами, развитыми в [21, 23]. В результате, усредняя уравнения Максвелла для волны  $TM$ -типа по толщине АФМ слоя и, следуя [21, 23], получим, что для падающей на такой слой извне плоской объемной волны  $TM$ -типа входящий в (13), (21) френелелевский амплитудный коэффициент отражения  $V_p$  с учетом (8) имеет вид:

$$V_p(\omega, h, 2k_0d \ll 1) \cong -\frac{\delta_p}{2i\tilde{Z}_p + \delta_p}, \\ \delta_p \approx \frac{2d}{\varepsilon_{\parallel} k_0} \times \\ \times \left[ \varepsilon_{\parallel} (1 + \varepsilon) k_0^2 - h^2 + \sum_{\nu=1} \frac{\varepsilon \varepsilon_{\parallel} \omega^2 k_0^2 (2\kappa_{\nu} d)^{-2}}{\omega_0^2 + c^2(h^2 + \kappa_{\nu}^2) - \omega^2} \right]. \quad (23)$$

Таким образом, индуцированный излучательными поляритонными модами, отклик рассматриваемой магнитной гетероструктуры на поле падающей извне плоской объемной ЭМ волны обладает резонансным характером как при угловом, так и частотном сканировании. Иными словами, в рамках сделанных приближений, полученный результат вполне коррелирует с результатами, полученными ранее, в рамках дискретной модели для системы связанных классических осцилляторов во внешнем поле, для качественного объяснения эффектов электромагнитно индуцированной прозрачности в открытых резонаторных системах с несколькими степенями свободы (см., например, [24]).

Расчет показывает, что все приведенные выше соотношения и выводы на их основе в целом остаются в силе также и для полярной МОК ( $\tilde{\mathbf{c}} \parallel \mathbf{b} \parallel OY$ ,  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$ ). Если открытый канал излучения по-прежнему связан с волной  $TM$ -типа в среде (1), то в этом случае формирование как ССК интерференционного типа (16), (18), так и сопутствующих эффектов электромагнитной прозрачности становится возможным если вместо (8) на обеих поверхностях рассматриваемого однородно намагниченного



слоя ЛО ФИМ (3)–(5) выполнены граничные условия вида ( $\alpha = x, y$ ):

$$\frac{\partial M_{1\alpha}}{\partial z} = \frac{\partial M_{2\alpha}}{\partial z} = 0, \quad E_x = 0, \quad \tilde{E}_x = 0,$$

$$H_x = \tilde{H}_x, \quad E_y = \tilde{E}_y, \quad z = \pm d. \quad (24)$$

В этом случае, в соответствии с выбранной полярной МОК, в полученных выше соотношениях (9)–(19) необходимо выполнить замены  $y \leftrightarrow z$  и учесть, что теперь в спектре  $EH$ -волн распространяющихся в магнитном слое (4)–(5), (22) в (19)  $k_y = h, k_z = \kappa_\nu$ . В частности, при такой замене соотношения (4)–(5), (19) будут по-прежнему определять точки вырождения в спектре объемных магнитных поляритонов  $EH$ -типа, распространяющихся вдоль слоя ЛО ФИМ (3)–(5), но теперь граничные условия на его поверхности (при  $z = \pm d$ ) имеют вид:  $E_x = 0, E_y = 0, \partial M_{1\alpha}/\partial z = \partial M_{2\alpha}/\partial z = 0$  ( $\alpha = x, y$ ), так как в этой МОК  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ, \mathbf{b} \parallel OY$ .

Таким образом, как в полярной, так и в продольной МОК одновременный учет в гиротропной среде, также и эффектов пространственной дисперсии может приводить к более чем двулучевому отражению (преломлению) ЭМ волны на границе раздела гиротропной и негиротропной сред, а значит, и к многоволновой интерференции для бегущей вдоль гиротропного магнитного слоя объемной ЭМ волны  $EH$ -типа. В этом случае имеет место сосуществование в магнитном слое двух механизмов формирования “темных” состояний в спектре излучения распространяющихся радиационных магнитных поляритонов: пространственной дисперсии и гиротропии. Неполная ЭМ прозрачность слоя с одним открытым каналом излучения возникает при условии, что число парциальных волн, участвующих в формировании ССК, не совпадает с полным числом парциальных волн той же симметрии, возникающих в магнитном слое при однократном внутрислоевом отражении от его поверхности. В результате на фоне многоволновой интерференции, в точках отвечающих коллапсу резонанса Фано, для мод, участвующих в формировании ССК, деструктивная интерференция приводит к одновременному полному подавлению связи этих мод как с открытым каналом излучения, так и с остальными парциальными волнами, не участвующими в формировании “темного” состояния, но по-прежнему связанными с открытым каналом излучения. Эти оставшиеся парциальные волны и дают в условиях коллапса резонанса Фано неполное прохождение для ЭМ волны, падающей извне на оптически прозрачный слой гиротропной среды с простран-

ственной дисперсией (соответствующее “темное” состояние (ССК) становится в результате “скрытым”). Если рассматриваемый слой оптически прозрачного гиротропного магнитного диэлектрика с пространственной дисперсией между двух идентичных анизотропно проводящих металлов является элементарным периодом конечной одномерной сверхрешетки, то в этих же условиях отмеченная радиационная мода поляритонного спектра магнитного слоя становится сверхизлучательной. Эффект сверхизлучательности может сохраняться и в точке магнитной компенсации для радиационной поляритонной моды, сопровождающей формирование ССК симметрично защищенного типа. И в том, и в другом случае, это следствие конструктивной интерференции в открытом канале рассеяния тех фотонов, которые в условиях формирования ССК излучаются радиационными поляритонными модами каждого из магнитных слоев, образующих рассматриваемый конечный фотонный кристалл. В результате в поляритонном спектре каждого из элементарных периодов фотонного кристалла формируется “темное” состояние, однако электромагнитная прозрачность данной магнитной гетероструктуры с ростом числа этих элементарных периодов становится практически нулевой.

**Финансирование работы.** Исследование роли гибридизации эффектов пространственной дисперсии и гиротропии на электромагнитную прозрачность слоя с одним открытым каналом фотонного рассеяния выполнено при поддержке Минобрнауки РФ за счет государственного задания ФГБНУ “Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина” бюджетная тема. Исследование на примере конечной одномерной сверхрешетки возможности существования в этих условиях случае дополнительных механизмов формирования сверхизлучательных мод выполнено при поддержке РФФИ, грант номер 20-19-00745-П.

**Конфликт интересов.** Авторы декларируют отсутствие конфликта интересов при выполнении данной работы.

1. S. Maekawa, T. Kikkawa, H. Chudo, J. Ieda, and E. Saitoh, JAP **133**, 020902 (2023).
2. Ч. С. Ким, А. М. Сатанин, Ю. С. Джо, Р. М. Косби, ЖЭТФ **116**, 263 (1999).
3. К. Л. Кошелев, З. Ф. Садриева, А. А. Щербаков, Ю. С. Кившарь, А. А. Богданов, УФН **193**, 528 (2023).
4. J. Gomis-Bresco, D. Artigas, and L. Torner, Nature Photon. **11**, 232 (2017).
5. T. Ma, Q. Huang, H. He, Y. Zhao, X. Lin, and Y. Lu, Opt. Express **27**, 16624 (2019).

6. B. Flebus, S. M. Rezende, D. Grundler, and A. Barman, *J. Appl. Phys.* **133**, 160401 (2023).
7. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
8. V. A. Ivanov, *Low Temp. Phys.* **45**, 935 (2019).
9. В. В. Шевченко, *Плавные переходы в открытых волноводах. Введение в теорию*, Наука, М. (1969).
10. Г. Смоленский, В. Леманов, *Ферриты и их техническое применение*, Наука, Л. (1975).
11. С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 345 (2020).
12. H. Friedrich and D. Wintgen, *Phys. Rev. A* **32**, 3231 (1985).
13. S. I. Azzam and A. V. Kildishev, *Adv. Opt. Mater.* **9**, 2001469 (2021).
14. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*, Наука, М. (1965).
15. D. O. Ignatyeva and V. I. Belotelov, *Opt. Lett.* **45**, 6422 (2020).
16. M. Rybin and Y. Kivshar, *Nature* **541**, 164 (2017).
17. Н. М. Шубин, В. В. Капаев, А. А. Горбачевич, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 204 (2022).
18. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, А. Радович, *ЖЭТФ* **131**, 14 (2007).
19. Л. Г. Нарышкина, М. Е. Герценштейн, *Изв. вузов. Радиофизика* **10**, 91 (1967).
20. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, М. (1957).
21. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, М. (1973).
22. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, М. (1987).
23. Б. А. Калиникос, *Изв. ВУЗов. Сер. Физика* **24**, 42 (1981).
24. Z. Xu, Y. Wang, S. Liu, J. Ma, S. Fang, and H. Wu, *IEEE Sens. J.* **23**, 6378 (2023).