

Особенности отражения объемной электромагнитной ТЕ-волны от пластины негиротропного сегнетомагнетика

А.С. Савченко, С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: tarasen@mail.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 17 июля 2006 г., после преработки 26 октября 2006 г.

Для геометрии Кречманна изучены аномалии отражения объемной s -поляризованной волны от поверхности пластины негиротропного коллинеарного сегнетоантиферромагнетика, индуцированные анизотропным магнитоэлектрическим взаимодействием, при условии, что сегнетоэлектрическая ось перпендикулярна границе раздела сред. Рассмотрен ряд особенностей распространения и локализации магнитных ТЕ-поляритонов в сегнетоантиферромагнитной пластине.

Для геометрії Кречманна вивчено аномалії відбиття об'ємної s -поляризованої хвилі від поверхні пластини негіротропного колінеарного сегнетоантиферромагнетика, що індуковані анізотропною магнітоелектричною взаємодією, за умови, що сегнетоелектрична вісь перпендикулярна до межі поділу середовищ. Розглянуто ряд особливостей поширення й локалізації магнітних ТЕ-поляритонів в сегнетоантиферромагнітній пластині.

PACS: 41.20.–q Прикладной классический электромагнетизм;
03.65.Ge Решения волновых уравнений: связанные состояния.

Ключевые слова: поверхностные магнитные поляритоны, сегнетоантиферромагнетик, анизотропное магнитоэлектрическое взаимодействие.

Введение

Анализ особенностей локализации и распространения объемной электромагнитной волны в антиферромагнитной пластине представляет в настоящее время особый интерес. Это связано с перспективами использования антиферромагнетиков как в виде изолированных пленок, так и в составе многослойных магнитных структур (например, одномерных магнитных фотонных кристаллов) для освоения ближнего ИК диапазона. Из расчетов, проведенных в работах [1,2], следует, что коэффициент прохождения T объемной электромагнитной s -поляризованной волны из негиротропной среды 3 в среду 1 через слой толщиной d среды 2 можно представить в виде

$$T = \frac{t_{32}t_{21} \exp(2ik_{\parallel 2}d)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(2ik_{\parallel 2}d)} \frac{k_{\parallel 1}^2 \mu_3}{k_{\parallel 3}^2 \mu_1}; \quad 1 + r_{ij} = t_{ij}, \quad (1)$$

где

$$r_{ij} = \frac{\mu_j k_{\parallel i} - \mu_i k_{\parallel j}}{\mu_j k_{\parallel i} + \mu_i k_{\parallel j}}. \quad (2)$$

Здесь $k_{\parallel i}$ — нормальная к поверхности i -й среды компонента волнового вектора соответствующей объемной s -поляризованной волны ($k_{\parallel i}^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_i \mu_i - k_{\perp}^2$), $\mu_{ik}^{(i)}$ и $\varepsilon_{ik}^{(i)}$ — соответственно магнитная и диэлектрическая проницаемости i -й среды: $\mu_{ik}^{(i)} = \mu_i \delta_{ik}$; $\varepsilon_{ik}^{(i)} = \varepsilon_i \delta_{ik}$; δ_{ik} — символ Кронекера.

В результате, если \mathbf{l} — равновесный вектор антиферромагнетизма ($\mathbf{l} \parallel OZ$), то материальные соотношения для негиротропного одноосного антиферромагнетика имеют вид [3]

$$\mu_{ik}(\omega) = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \varepsilon_{ik}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В этом случае в отсутствие внешнего магнитного поля в коллинеарной фазе легкоосного антиферромагнетика (АФМ) локализация бегущей электромагнитной волны вблизи границы раздела магнетик–идеальный металл невозможна. Что же касается границы раздела антиферромагнетик (среда 2)–вакуум (среда 1), то при наличии временной дисперсии магнитной проницаемости среды вблизи ее поверхности возможно формирование поверхностной волны ТЕ-типа (при этом коэффициент прохождения $T(1)-(3)$ максимален) [3]. В частности, при $\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}$ (\mathbf{n} — нормаль к границе раздела сред) происходит формирование однопарциального виртуального магнитного s -поляритона (поверхностный поляритон второго типа [2]), а при $\mathbf{l} \perp \mathbf{n} \perp \mathbf{k}_\perp$ дисперсионная кривая поверхностного магнитного ТЕ-поляритона с волновым вектором \mathbf{k}_\perp не имеет коротковолновой точки окончания спектра (поверхностный s -поляритон первого типа [2]).

В последнее время стал особенно актуальным анализ условий распространения и локализации объемной электромагнитной волны, проходящей через композитную среду, которая состоит из магнитных и сегнетоэлектрических слоев (сегнетомагнитный фотонный кристалл). В приближении эффективной среды одномерный магнитный фотонный кристалл типа магнетик–сегнетоэлектрик описывается моделью сегнетомагнетика. Из общего выражения для свободной энергии анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия, приведенного в [4,5], следует, что существование слагаемых, обладающих структурой типа

$$F_{me} = -\left(\frac{1}{2} \Lambda_{ss'}^{jj' ll'} P^j P^{j'}\right) M_s^l M_{s'}^{l'} \quad (4)$$

(s — номер магнитной подрешетки, \mathbf{P} и \mathbf{M} — электрический и магнитный моменты, $\Lambda_{ss'}^{jj' ll'}$ — тензор магнитооптических констант), возможно уже в центросимметричных магнитных средах, причем при любой симметрии магнитного состояния. При этом если магнитный кристалл находится в сегнетомагнитной фазе, т.е. одновременно обладает отличными от нуля магнитным и электрическим дипольными моментами, то величина такого взаимодействия может быть достаточно велика [4,5]. В работе [6] показано, что данный тип взаимодействия может оказывать существенное влияние на характер отражения и прохождения объемной электромагнитной p -поляризованной волны через границу раздела вакуум–сегнетомагнетик. Вопрос о влиянии анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия на структуру спектра поляритонной волны ТЕ-типа до сих пор не исследовался.

Целью данной работы является анализ на примере сегнетоантиферромагнетика влияния анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия на условия отражения объемных электромагнитных s -поляризо-

ванных волн (магнитных ТЕ-поляритонов) от поверхности одноосного, ограниченного негиротропного сегнетомагнетика при условии, что сегнетоэлектрическая ось кристалла перпендикулярна поверхности магнитной среды.

Структурно работа состоит из нескольких разделов, в первом из которых дана постановка задачи, рассчитан спектр нормальных поляритонных волн в коллинеарной фазе бесконечного одноосного (ось OZ) сегнетоантиферромагнетика и решена соответствующая краевая задача для случая полуограниченного сегнетоантиферромагнитного кристалла. Во втором разделе на основе учета магнитоэлектрического взаимодействия (4) проведен анализ особенностей отражения и прохождения падающей на поверхность полу-бесконечного сегнетоантиферромагнетика объемной электромагнитной s -поляризованной волны. В следующем разделе, считая ω и k_\perp заданными внешними параметрами, проведена классификация возможных типов бегущих вдоль поверхности рассматриваемого кристалла поляритонных возбуждений ТЕ-типа в зависимости от характера их пространственной локализации вблизи поверхности сегнетоантиферромагнетика при условии, что сегнетоэлектрическая ось OZ ортогональна поверхности кристалла. Анализ влияния анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия на дисперсионные свойства и условия формирования поверхностного магнитного однопарциального поляритона ТЕ-типа на границе раздела двух сред для случая сегнетоантиферромагнетик–вакуум проведен в четвертом разделе. Здесь же обсуждается характер спектра поверхностных ТЕ-поляритонов в сегнетоантиферромагнитной пластине. В заключении приведены основные выводы, следующие из полученных результатов.

Основные соотношения

Для описания влияния анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия на поляритонную динамику негиротропного сегнетомагнетика, следуя [4,6,7], рассмотрим двухподрешеточную модель сегнетоантиферромагнетика ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$). В терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ соответствующую плотность энергии с учетом (1) можно представить в виде

$$F = F_m + F_{me} + F_e, \quad (5)$$

$$F_m = M_0^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{\beta}{2} l_z^2 + \frac{\beta_1}{2} l_x^2 l_y^2 - 2\mathbf{m} \mathbf{h}_M \right\}, \quad (6)$$

$$F_e = -\frac{\kappa}{2} P_z^2 + \frac{\kappa_1}{4} P_z^4 + \frac{a}{2} (P_x^2 + P_y^2) - \mathbf{P} \mathbf{E}, \quad (7)$$

где δ и β , β_1 — соответственно константы однородного междоузельного обмена и одноосной анизотропии ($\beta_1 > 0$); \mathbf{E} и \mathbf{H} — электрическое и магнитное поля; $\mathbf{h}_M \equiv \mathbf{H}/M_0$; κ, κ_1, a — сегнетоэлектрические постоянные сегнетоантиферромагнитной среды.

Конкретизируем выражение для анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия в рассматриваемой модели одноосного двухподрешеточного сегнетоантиферромагнетика, считая, что $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \cong 1$ (релятивистские взаимодействия малы по сравнению с междоузельным обменом) [4,8]:

$$F_{me} = -\frac{1}{8\pi} [\lambda_1 P_z^2 \mathbf{l}^2 + \lambda_2 (P_x^2 + P_y^2) \mathbf{l}^2 + \lambda_3 P_z^2 l_z^2 + \lambda_4 (P_x^2 + P_y^2) l_z^2 + \lambda_5 P_z l_z (P_x l_x + P_y l_y) + \lambda_7 P_x P_y l_x l_y + \lambda_8 (P_x^2 - P_y^2) (l_x^2 - l_y^2)]. \quad (8)$$

В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели описываются с помощью системы связанных векторных уравнений ($\mathbf{H}_j = (1/M_0^2) \delta F / \delta \mathbf{j}$, ($\mathbf{j} = \mathbf{m}, \mathbf{l}$)):

$$\begin{aligned} \frac{2}{gM_0} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} &= [\mathbf{mH}_m] + [\mathbf{Hl}]; & \frac{2}{gM_0} \cdot \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} &= [\mathbf{Hm}] + [\mathbf{mH}_l]; \\ \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} &= -f \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}; & & \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; & \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \\ \text{div } \mathbf{D} &= 0; & \text{div } \mathbf{B} &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь g — гиромагнитное отношение, $f \sim Z^2 / (mv_0)$, Z — абсолютная величина заряда иона, m — приведенная масса элементарной ячейки объемом v_0 [9], \mathbf{D} и \mathbf{B} — индукции электрического и магнитного полей в магнетике.

Поскольку нас интересует поверхностная динамика сегнетоантиферромагнетика, указанную систему динамических уравнений необходимо дополнить соответствующими граничными условиями.

Если магнитная среда занимает полупространство $\eta < 0$ (где η — координата вдоль нормали к границе раздела сегнетомагнитной и немагнитной сред \mathbf{n}), то для границы раздела магнитного и немагнитного полупространств ($\eta = 0$) будем считать выполненными следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \mathbf{Dn} &= \varepsilon_0 \mathbf{E}_v \mathbf{n}; & \mathbf{E}_\tau &= (\mathbf{E}_v)_\tau; & \eta &= 0; \\ \mathbf{Bn} &= \mu_0 \mathbf{H}_v \mathbf{n}; & \mathbf{H}_\tau &= (\mathbf{H}_v)_\tau; & \eta &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь \mathbf{E}_τ и \mathbf{H}_τ — тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей в магнетике, \mathbf{E}_v и \mathbf{H}_v — электрическое и магнитное поля в немагнитной среде, $(\mathbf{E}_v)_\tau$ и $(\mathbf{H}_v)_\tau$ — их тангенциальные составляющие.

В частном случае $\varepsilon_0 = \infty$, $\mu_0 = 1$ указанная система граничных условий отвечает границе раздела диэлектрик–идеальный металл, а при $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$ — границе раздела диэлектрик–вакуум [10].

Поскольку нами анализируются электромагнитные возбуждения, локализованные вблизи границы раздела сред $\eta = 0$, то, кроме (10), должны быть также выполнены условия

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}| &\rightarrow 0; & |\mathbf{H}| &\rightarrow 0; & \eta &\rightarrow -\infty; \\ |\mathbf{E}_v| &\rightarrow 0; & |\mathbf{H}_v| &\rightarrow 0; & \eta &\rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (11)$$

Как показывает расчет, в исследуемой модели тетрагонального сегнетоантиферромагнетика при $\beta > 0$ реализуется легкоосная сегнетоантиферромагнитная фаза ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$), а при $\beta < 0$ — легкоплоскостная сегнетоантиферромагнитная фаза ($\mathbf{P} \parallel OZ, \mathbf{l} \parallel OX$) [4].

Без ограничения общности будем в дальнейшем считать, что волновой вектор \mathbf{k} рассматриваемой поляритонной волны ортогонален оси OX ($\mathbf{k} \in YZ$). Расчет показывает, что в этом случае уравнение Френеля факторизуется и в выбранной геометрии происходит независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) или $\mathbf{P} \parallel OZ, \mathbf{l} \parallel OX$ ($\beta < 0$)). Для ТЕ-поляритонов имеем

$$\frac{\omega^2}{c^2} \mu_{zz} \mu_{yy} \varepsilon_{xx} - \mu_{zz} \left(k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2 \right) = \mu_{yy} k_y^2. \quad (12)$$

Если ограничиться частотами, достаточно низкими по сравнению с собственными колебаниями сегнетоэлектрической подсистемы кристалла

$$\omega \ll \sqrt{2f\kappa}, g\delta M_0, \sqrt{fa}, \quad (13)$$

то материальные соотношения для компонент векторов магнитной \mathbf{B} и электрической \mathbf{D} индукций в случае $\mathbf{l} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) с учетом (13) могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} B_x &= \mu_{xx} H_x + \alpha_{xy} E_y; & D_x &= \varepsilon_{xx} E_x + \alpha_{xy} H_y; \\ B_y &= \mu_{yy} H_y + \alpha_{yx} E_x; & D_y &= \varepsilon_{yy} E_y + \alpha_{yx} H_x; \\ B_z &= \mu_{zz} H_z; & D_z &= \varepsilon_{zz} E_z. \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned}
 \mu_{xx}(\omega) = \mu_{yy}(\omega) &= \frac{\omega_{\mu}^2 - \omega^2}{\Delta}; & \varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{yy}(\omega) &= \frac{\omega_{\varepsilon}^2 - \omega^2}{\Delta}; \\
 \varepsilon_{zz}(\omega) &= 1; & \mu_{zz} &= 1; & \alpha_{yx}(\omega) &= -\alpha_{xy}(\omega) \equiv i\gamma; \\
 \gamma &= \frac{A\omega}{\tilde{\alpha}\Delta}; & A &= 4\pi\omega_s\lambda_*; & \omega_s &= gM_0; \\
 \lambda_* &= \frac{\lambda_5 P_0 / M_0}{8\pi}; & \Delta &\equiv \omega_0^2 - \omega^2; & \omega_0^2 &\equiv 0,25\omega_s^2 \delta[\beta + \lambda_3 P_0^2 / (4\pi M_0^2)]; \\
 \omega_{\mu}^2 &= \omega_0^2 \left(1 + \frac{16\pi}{\delta}\right); & \omega_{\varepsilon}^2 &= \omega_0^2 + \frac{\delta}{16\pi} \frac{A^2}{\tilde{\alpha}}; & \tilde{\alpha} &= a - [\lambda_2 + \lambda_4] / 4\pi,
 \end{aligned} \tag{15}$$

где P_0 — значение спонтанной равновесной поляризации сегнетоантиферромагнитного кристалла.

В случае $\mathbf{P} \parallel OZ$, $\mathbf{l} \parallel OX$, $\mathbf{k} \in YZ$ ($\beta < 0$) материальные соотношения для компонент векторов \mathbf{B} и \mathbf{D} с учетом (13) определяются соотношениями

$$\begin{aligned}
 B_x &= \mu_{xx} H_x; & D_x &= \varepsilon_{xx} E_x + \alpha_{xy} H_y; \\
 B_y &= \mu_{yy} H_y + \alpha_{yx} E_x; & D_y &= \varepsilon_{yy} E_y; \\
 B_z &= \mu_{zz} H_z; & D_z &= \varepsilon_{zz} E_z.
 \end{aligned} \tag{16}$$

Здесь*

$$\begin{aligned}
 \mu_{xx} &= 1; & \mu_{yy}(\omega) &= \frac{\omega_{\mu y}^2 - \omega^2}{\Delta}; & \mu_{zz}(\omega) &= \frac{\omega_{\mu z}^2 - \omega^2}{\omega_{0z}^2 - \omega^2}; \\
 \varepsilon_{xx}(\omega) &= \frac{\omega_{\varepsilon}^2 - \omega^2}{\Delta}; & \varepsilon_{yy} &= 1; & \varepsilon_{zz} &= 1; \\
 \alpha_{xy}(\omega) &= -\alpha_{yx}(\omega) \equiv i\gamma; & \gamma &= \frac{A\omega}{\tilde{\alpha}\Delta}; & \Delta &= \omega_{0y}^2 - \omega^2; \\
 \omega_{0y}^2 &\equiv 0,25\omega_s^2 \delta[|\beta| - \lambda_3 P_0^2 / (4\pi M_0^2)]; & A &= 4\pi\omega_s\lambda_*; \\
 \omega_s &= gM_0; & \omega_{0z}^2 &= 0,25\omega_s^2 \delta\beta_1; & \lambda_* &= \frac{\lambda_5 P_0 / M_0}{8\pi}; \\
 \omega_{\mu y}^2 &= \omega_{0y}^2 \left(1 + \frac{16\pi}{\delta}\right); & \omega_{\mu z}^2 &= \omega_{0z}^2 \left(1 + \frac{16\pi}{\delta}\right); & \omega_{\varepsilon}^2 &= \omega_{0y}^2 + \frac{\delta}{16\pi} \frac{A^2}{\tilde{\alpha}}; \\
 \tilde{\alpha} &= a - [\lambda_2 + \lambda_8] / 4\pi.
 \end{aligned} \tag{17}$$

Из (12)–(17) следует, что в выбранной геометрии распространения ($\mathbf{k} \in YZ$) ТЕ-поляритон является возбуждением однопарциального типа. Если τ — координата вдоль направления распространения в плоскости с нормалью \mathbf{n} , то при $\eta < 0$

$$E_x = B_0 \exp(q_{TE} \eta) \exp(ik_{\perp} \tau - i\omega t). \tag{18}$$

Здесь $q^2 = -(\mathbf{k}\mathbf{n})^2$ определяется из (12)–(18) как функция внешних параметров: частоты колебаний ω и волнового числа k_{\perp} .

Влияние магнитоэлектрического взаимодействия на характер отражения объемной ТЕ-волны от поверхности сегнетоантиферромагнетика

Как известно из общей теории волновых процессов в слоистых средах [1], условия существования и распространения поверхностных волн тесно связаны с особенностями отражения и преломления нормальной объемной волны той же поляризации на границе раздела сред. Пусть верхнее полупространство ($\eta > 0$) занято немагнитным диэлектриком с $\varepsilon_0 = 1$, $\mu_0 \neq 1$, а нижнее – негиротропным сегнетомагнетиком. Если для $\mathbf{k} \in YZ$ и $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$, следуя [1] в случае волны ТЕ-типа, ввести понятие поверхностного импеданса

* Рассматривается случай $|\beta| > \lambda_3 P_0^2 / (4\pi M_0^2)$, при $|\beta| < \lambda_3 P_0^2 / (4\pi M_0^2)$ сегнетоантиферромагнетик переходит из легкоплоскостной в легкоосную фазу, при этом будут справедливы соотношения (14), (15).

$Z_{TE} = H_y / E_x$, то из граничных условий, описываемых соотношениями (10), вытекает, что в рассматриваемом сегнетоантиферромагнетике для заданной ориентации векторов \mathbf{l} и \mathbf{n} в плоскости YZ соответствующие соотношения с учетом (12)–(17) при $\mathbf{k} \in YZ$ имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{P} \parallel OZ, \mathbf{l} \parallel OX \quad (\beta < 0) \quad Z_{TE} &= c(k_{TE} + i\gamma\omega/c) / (\omega\mu_{yy}), \\ \mathbf{P} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ \quad (\beta > 0), (\eta < 0) \quad Z_{TE} &= c(k_{TE} - i\gamma\omega/c) / (\omega\mu_{yy}); \\ k_{TE}^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} (\mu_{yy}\varepsilon_{xx} - \gamma^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}}) - k_{\perp}^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}}; \\ \tilde{Z}_{TE} &= \frac{ck_{0TE}}{\omega\mu_0}; \quad k_{0TE}^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} \mu_0\varepsilon_0 - k_{\perp}^2 \quad (\eta > 0). \end{aligned} \quad (19)$$

В результате для электромагнитной s -поляризованной волны, падающей из верхней среды на поверхность сегнетоантиферромагнетика, при $\mathbf{P} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$ френелевский коэффициент отражения R_{TE} с учетом (19),(20) имеет вид

$$R_{TE} = \frac{\tilde{Z}_{TE} - Z_{TE}}{\tilde{Z}_{TE} + Z_{TE}}. \quad (20)$$

В соответствии с общими положениями теории волновых процессов в ограниченных средах для $q_{TE}^2 > 0, q_0^2 > 0$ ($k_{TE}^2 = -q_{TE}^2$) полюсы коэффициентов отражения (20) с учетом (12)–(19) совпадают с законами дисперсии поверхностных поляритонов ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$, формирующихся на границе раздела легкосный сегнетоантиферромагнетик–немагнитный диэлектрик. Полное прохождение объемной волны s -поляризации из верхнего полупространства в нижнее ($R_{TE} = 0$) невозможно, поскольку, как следует из (19),(20), $\text{Im } R_{TE} \neq 0$.

Рассмотрим коэффициенты прохождения, соответствующие приведенным выше френелевским коэффициентам отражения. Несложно убедиться, что они имеют вид

$$T_{TE} = \frac{2\tilde{Z}_{TE}}{\tilde{Z}_{TE} + Z_{TE}}. \quad (21)$$

Таким образом, из (21) следует, что максимум T_{TE} реализуется, когда вблизи поверхности сегнетоантиферромагнетика распространяется вытекающая поверхностная электромагнитная волна ТЕ-типа ($q_{TE}^2 > 0, q_0^2 < 0$). Формально, в случае ТЕ-волны, максимум прохождения отвечает ТЕ-моду поверхностных электромагнитных колебаний, которая формируется вблизи поверхности сегнетоантиферромагнетика, при условии, что сопредельная немагнитная среда имеет бесконечную магнитную проницаемость ($k_{\perp}^2 = \mu_{zz}\varepsilon_{xx}\omega^2/c^2$).

* Для $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$ (22) будет справедливо при условии замены $\gamma \rightarrow -\gamma$.

Для возбуждения поверхностной электромагнитной волны ТЕ-типа, формирующейся на границе раздела сред сегнетоантиферромагнетик–вакуум, можно воспользоваться схемой Кречманна (угловое сканирование) (1), (2). С этой целью рассмотрим трехкомпонентную структуру немагнитный диэлектрик–сегнетоантиферромагнитный слой (толщиной d)–вакуум. Если среда 1 — вакуум, среда 2 — сегнетоантиферромагнетик при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ, \mathbf{l} \parallel OX^*$, среда 3 — немагнитный диэлектрик ($\varepsilon_0 \neq 1, \mu_0 \neq 1$), то в (2)

$$\begin{aligned} r_{32} &= \frac{k_{0TE}/\mu_0 - i(q_{TE} + \gamma\omega/c)/\mu_{yy}}{k_{0TE}/\mu_0 + i(q_{TE} + \gamma\omega/c)/\mu_{yy}}, \\ r_{21} = -r_{12} &= \frac{i(q_{TE} - \gamma\omega/c)/\mu_{yy} - k_0}{i(q_{TE} - \gamma\omega/c)/\mu_{yy} + k_0}, \end{aligned} \quad (22)$$

$$k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2, \quad k_{0TE}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0\mu_0 - k_{\perp}^2.$$

Из (1) следует, что если через сегнетоантиферромагнитный слой проходит объемная s -поляризованная электромагнитная волна, то коэффициент прохождения T ((1),(21)) максимален, когда частота ω и волновое число k_{\perp} объемной электромагнитной волны s -типа, которая падает из немагнитной среды 3 на поверхность сегнетомагнетика, совпадают с законом дисперсии поверхностной электромагнитной волны ТЕ-типа ($q_{TE}^2 > 0, q_0^2 < 0$), бегущей вдоль поверхности полуограниченного сегнетоантиферромагнетика, на расстоянии d от которой, в вакууме, реализовано условие $1/\mu_0 \rightarrow 0$.

Пользуясь (12)–(18), можно классифицировать возможные типы распространяющихся магнитных ТЕ-поляритонов в зависимости от характера их локализации вблизи поверхности сегнетоантиферромагнитного кристалла (10), (11) с $\mathbf{P} \parallel OZ$.

Классификация возможных типов поверхностных магнитных ТЕ-поляритонов

Анализ условий локализации поляритонной волны ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ, \mathbf{n} \parallel OZ$ вблизи поверхности полуограниченного одноосного сегнетоантиферромагнетика $\eta = 0$ с граничными условиями (10), (11) проведем для двух качественно различных геометрий распространения ($\mathbf{l} \parallel OZ$ и $\mathbf{l} \parallel OX$).

Анализ (12)–(18) показывает, что на плоскости экспериментально задаваемых внешних параметров ω и k_{\perp} для формирования однопарциальной поверхностной волны ТЕ-типа ($q_{TE}^2 > 0$) с $\mathbf{k} \in YZ$ при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ не-

обходимо выполнение одной из систем следующих неравенств:

$$\begin{aligned} \omega_-^2(k_\perp) < \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp) & \quad k_\perp > k_*; \\ \omega_0^2(k_\perp) < \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp) & \quad k_\perp < k_*; \\ 0 < \omega^2 < \omega_0^2 & \quad k_\perp > k_*; \\ 0 < \omega^2 < \omega_-^2(k_\perp) & \quad k_\perp < k_*. \end{aligned} \quad (23)$$

Характерные частоты $\omega_\pm(k_\perp)$ в (23) определяются из (12)–(15) при $k_z = 0$, величина k_* определяется из условия $\omega_-(k_\perp) = \omega_0$ (см. рис. 1).

Аналогичные расчеты для $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$, $\mathbf{I} \parallel OX$ показывают, что $q_{TE}^2 > 0$ возможно для волны ТЕ-типа при $\omega_{0y} > \omega_{\mu z}$, если (см. рис. 2,а):

$$\begin{aligned} \omega_{0y}^2 < \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp) & \quad k_\perp < k_*; \\ \omega_0^2(k_\perp) < \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp) & \quad k_\perp > k_*; \\ \omega_{\mu z}^2 < \omega^2 < \omega_0^2(k_\perp) & \quad k_\perp < k_*; \\ \omega_{\mu z}^2 < \omega^2 < \omega_{0y}^2 & \quad k_\perp > k_*; \\ 0 < \omega^2 < \omega_-^2(k_\perp), & \end{aligned} \quad (24)$$

а при $\omega_{0y} < \omega_{\mu z}$ (см. рис. 2,б)

$$\begin{aligned} \omega_0^2(k_\perp) < \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp); \\ \omega_{0y}^2 < \omega^2 < \omega_{\mu z}^2; \\ 0 < \omega^2 < \omega_-^2(k_\perp). \end{aligned} \quad (25)$$

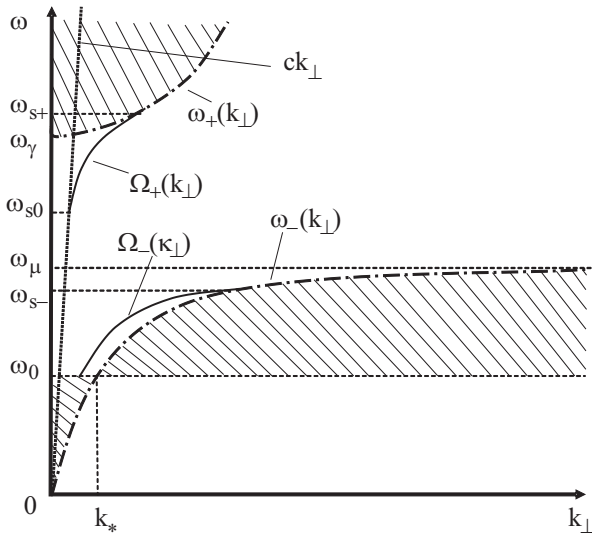


Рис. 1. Области возможного существования поверхностных и объемных (на этом и последующих рисунках обозначены штриховкой) ТЕ-поляритонов в полубесконечном легкоосном сегнетоантиферромагнетике при $\mathbf{I} \parallel \mathbf{P} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$. Кривые $\Omega_-(k_\perp)$ и $\Omega_+(k_\perp)$ — законы дисперсии поверхностного магнитного ТЕ-поляритона на границе раздела АФМ–вакуум ($\Omega_-(k_\perp)$ — при $(\mathbf{Pn}) < 0$ и $\Omega_+(k_\perp)$ — для случая $(\mathbf{Pn}) > 0$), ω_{s0} определяется из (31) при $q_0 = 0$.

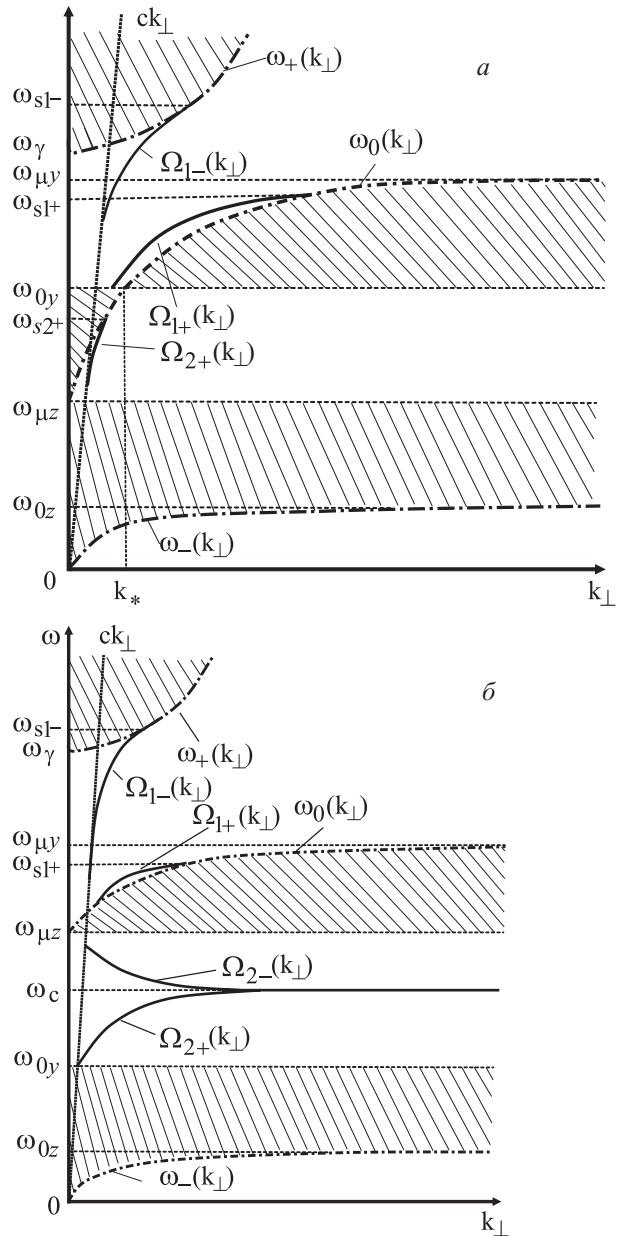


Рис. 2. Области возможного существования поверхностных и объемных ТЕ-поляритонов в полубесконечном сегнетоантиферромагнетике в легкоплоскостной фазе при $\mathbf{I} \parallel OX$, $\mathbf{P} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$. При $P_z < P_{cr}$ (а), при $P_z > P_{cr}$ (б). Кривые $\Omega_-(k_\perp)$, $\Omega_2-(k_\perp)$ и $\Omega_{1+}(k_\perp)$, $\Omega_{2+}(k_\perp)$ — законы дисперсии поверхностного магнитного ТЕ-поляритона на границе раздела АФМ–вакуум ($\Omega_{1-}(k_\perp)$, $\Omega_{2-}(k_\perp)$ — для случая $(\mathbf{Pn}) < 0$ и $\Omega_{1+}(k_\perp)$, $\Omega_{2+}(k_\perp)$ — при $(\mathbf{Pn}) > 0$).

Характерные частоты $\omega_\pm(k_\perp)$, $\omega_0(k_\perp)$ в (24), (25) определяются из (12), (13), (16) и (17) при $k_z = 0$ ($\omega_-(k_\perp) < \omega_0(k_\perp) < \omega_+(k_\perp)$), k_* определяется из условия $\omega_-(k_\perp) = \omega_{0y}$.

В случае $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{P} \parallel OZ$, $\mathbf{I} \parallel OX$ необходимые условия формирования магнитного поверхностного ТЕ-поляритона ($q_{TE}^2 > 0$) на плоскости ω и k_\perp при $\omega_{0y} > \omega_{\mu z}$ определяются следующей системой (см. рис. 3,а):

$$\begin{aligned}
 \omega_{\mu y}^2 < \omega^2 < \omega_+^2(k_{\perp}), \\
 \omega_{\mu z}^2 < \omega^2 < \omega_-^2(k_{\perp}), & \quad k_{\perp} > k_{**}; \\
 \omega_-^2(k_{\perp}) < \omega^2 < \omega_{\mu z}^2, & \quad k_* < k_{\perp} < k_{**}; \\
 \omega_{0z}^2 < \omega^2 < \omega_{\mu z}^2, & \quad k_{\perp} < k_*; \\
 0 < \omega^2 < \omega_{0z}^2, & \quad k_{\perp} > k_*; \\
 0 < \omega^2 < \omega_-^2(k_{\perp}), & \quad k_{\perp} < k_*,
 \end{aligned} \quad (26)$$

если $\omega_{0y} < \omega_{\mu z}$, то необходимые условия формирования поверхностного ТЕ-поляритона имеют вид (см. рис. 3,б):

$$\begin{aligned}
 \omega_{\mu y}^2 < \omega^2 < \omega_+^2(k_{\perp}), \\
 \omega_-^2(k_{\perp}) < \omega^2 < \omega_{\mu z}^2, & \quad k_{\perp} > k_*; \\
 \omega_{0z}^2 < \omega^2 < \omega_{\mu z}^2, & \quad k_{\perp} < k_*; \\
 0 < \omega^2 < \omega_{0z}^2, & \quad k_{\perp} > k_*; \\
 0 < \omega^2 < \omega_-^2(k_{\perp}), & \quad k_{\perp} < k_*.
 \end{aligned} \quad (27)$$

В данном случае характерные частоты $\omega_{\pm}(k_{\perp})$ в (26), (27) можно найти из (12), (13), (16), (17) при $k_y = 0$, величина k_* определяется из условия $\omega_{-}k_{\perp} = \omega_{0z}$, а k_{**} определяется из $\omega_{-}(k_{\perp}) = \omega_{\mu z}$.

Однако выполнение (23)–(27) является только необходимым условием ($q_{TE}^2 > 0$) для локализации вблизи поверхности магнетика с $\mathbf{n}||\mathbf{P}||OZ$, $\mathbf{l}||OX$ или $\mathbf{l}||OZ$ и $\mathbf{n}||OY$, $\mathbf{P}||OZ$, $\mathbf{l}||OX$ рассматриваемого типа поляритонной волны с $\mathbf{k} \in YZ$. Соответствующее дисперсионное соотношение определяется как условие существования нетривиального решения системы граничных условий (10), (11), решенной относительно неизвестных парциальных амплитуд B_0 в (18).

Условия формирования и дисперсионные свойства поверхностного магнитного поляритона ТЕ-типа

Для удобства сравнения приведем явный вид спектра поверхностных магнитных ТЕ-поляритонов, формирующихся на границе раздела коллинеарный антиферромагнетик (3)–вакуум с $\mathbf{l}||OZ$ или $\mathbf{l}||OX$, $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{n}||OZ$ [3]:

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\mu_{\perp} - \varepsilon}{\mu_{\perp} - 1}, \quad q_{TE} = -q_0 \mu_{\perp} > 0. \quad (28)$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{n}||OZ \quad q_{TE}^2 &= \mu_{\perp} \left(k_{\perp}^2 - \varepsilon_{\perp} \frac{\omega^2}{c^2} \right); \\
 \mathbf{n}||OY \quad q_{TE}^2 &= k_{\perp}^2 \frac{1}{\mu_{\perp}} - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}.
 \end{aligned} \quad (29)$$

Для границы раздела легкоосный сегнетоантиферромагнетик–вакуум условия формирования поверхностных магнитных поляритонов ТЕ-типа с $\mathbf{n}||\mathbf{l}||\mathbf{P}||OZ, \mathbf{k} \in YZ$ качественно меняются по сравнению со случаем $|\mathbf{P}|=0$. Расчет показывает, что при $\mathbf{n}||\mathbf{l}||\mathbf{P}||OZ$ возможно формирование поверхностной поляритонной волны ТЕ-типа, но теперь условие ее существования в маг-

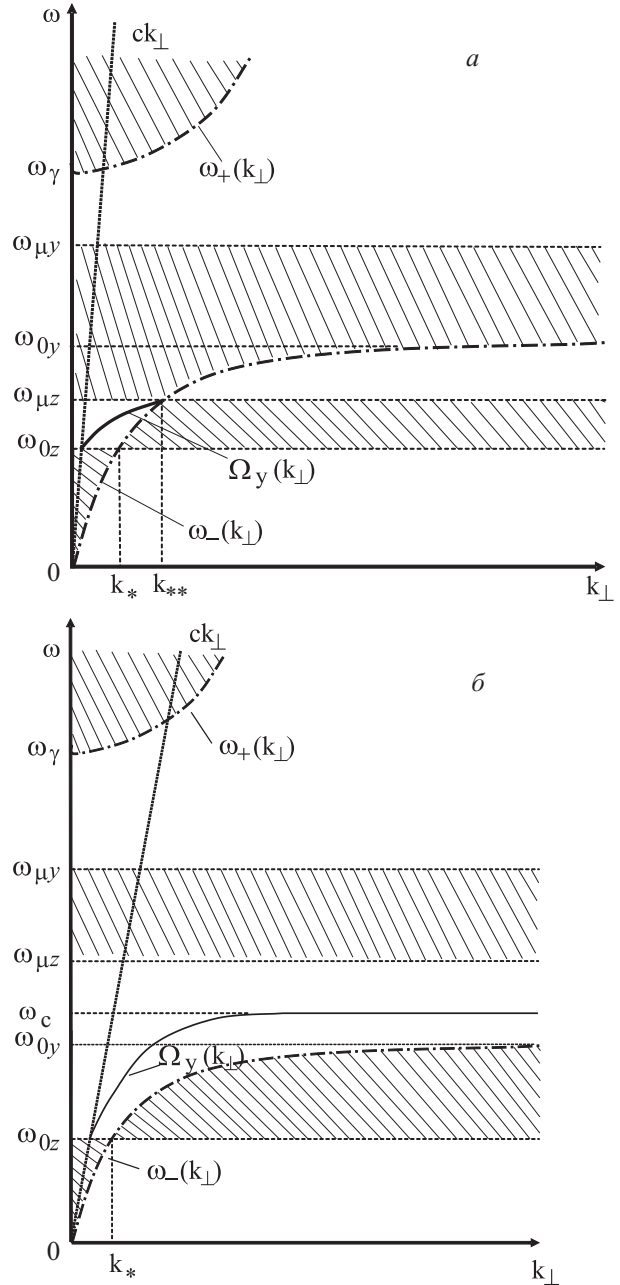


Рис. 3. Области возможного существования поверхностных и объемных ТЕ-поляритонов в полубесконечном сегнетоантиферромагнетике в легкоплоскостной фазе при $\mathbf{l}||OX, \mathbf{P}||OZ, \mathbf{n}||OY, \mathbf{k} \in YZ, P_z < P_{cr}$ (а), $P_z > P_{cr}$ (б). Кривая $\Omega_y(k_{\perp})$ — закон дисперсии поверхностного магнитного ТЕ-поляритона на границе раздела АФМ–вакуум.

нитной среде ($q_{TE} > 0$) существенно зависит от знака проекции равновесной электрической поляризации \mathbf{P} на нормаль к границе раздела сред \mathbf{n} .

При $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ с учетом (12)–(15) закон дисперсии поверхностного магнитного ТЕ-поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$ имеет вид

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ 1 + \left[\frac{\gamma \mu_{zz} + [\gamma^2 \mu_{zz}^2 + (\varepsilon_{xx} \mu_{zz} - 1)(1 - \mu_{yy} \mu_{zz})]^{1/2}}{1 - \mu_{yy} \mu_{zz}} \right]^2 \right\}, \quad (30)$$

а его обратная глубина проникновения определяется соотношением

$$q_{TE} = -\gamma \frac{\omega}{c} - q_0 \mu_{yy} > 0, \quad (31)$$

где $q_0^2 = k_{\perp}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$.

Таким образом, из (30), (31) следует, что спектр формирующейся на границе раздела сегнетоантиферромагнетик–вакуум поверхностной поляритонной волны с $\mathbf{k} \in YZ$ ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}$) и $\mathbf{P} \parallel \mathbf{n}$ независимо от знака (\mathbf{Pn}) и характера поляризации электромагнитной волны имеет коротковолновую точку окончания. Для ТЕ-поляритона значениям $\gamma < 0$ отвечает ω_{s+} , а $\gamma > 0$ — ω_{s-} (см. рис. 1), т.е. рассматриваемая поверхностная волна является поляритоном второго типа (виртуальным поверхностным поляритоном) [2]. Указанная точка окончания для волны ТЕ-типа определяется условием $q_{TE} = 0$ из совместного решения (30) и (12).

Под влиянием магнитоэлектрического взаимодействия существенную трансформацию претерпевает также спектр виртуального поверхностного ТЕ-поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$ ($\mathbf{n} \parallel OZ, \mathbf{l} \parallel OX$), формирование которого на границе раздела легкоосный сегнетоантиферромагнетик–вакуум возможно уже при $\lambda_{iklm} = 0$ [3].

В частности, в зависимости от знака P_z дисперсионная кривая рассматриваемого поверхностного поляритонного возбуждения ТЕ-типа лежит на плоскости параметров ω и k_{\perp} в одной из двух неперекрывающихся по ω областей.

Расчет показывает, что в этом случае (в (10), (11) $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$) условия формирования поверхностного магнитного поляритона ТЕ-типа с $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ или $\mathbf{n} \parallel OY, \mathbf{P} \parallel OZ, (\mathbf{l} \parallel OX)$ $\mathbf{k} \in YZ$ качественно меняются по сравнению со случаем $|\mathbf{P}| = 0$ (см. (28), (29)).

Закон дисперсии поверхностного магнитного ТЕ-поляритона при $\mathbf{n} \parallel OY (\mathbf{P} \parallel OZ)$ имеет вид

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left[1 + \frac{\gamma^2 - \mu_{zz} \varepsilon_{xx} + 1}{\mu_{zz} \mu_{yy} - 1} \right]; \quad (32)$$

при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \times \left\{ 1 + \left[\frac{\gamma \mu_{zz} - [\gamma^2 \mu_{zz}^2 + (\varepsilon_{xx} \mu_{zz} - 1)(1 - \mu_{yy} \mu_{zz})]^{1/2}}{1 - \mu_{yy} \mu_{zz}} \right]^2 \right\}, \quad (33)$$

а обратная глубина проникновения с учетом (12)–(17) определяется соотношениями

при $\mathbf{n} \parallel OY (\mathbf{P} \parallel OZ)$

$$q_{TE} = -q_0 \mu_{zz} > 0, \quad q_{TE}^2 = \frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \left[k_{\perp}^2 + (\gamma^2 - \varepsilon_{xx} \mu_{yy}) \frac{\omega^2}{c^2} \right]; \quad (34)$$

при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$

$$q_{TE} = \gamma \frac{\omega}{c} - q_0 \mu_{yy} > 0, \quad q_{TE}^2 = k_{\perp}^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} + (\gamma^2 - \varepsilon_{xx} \mu_{yy}) \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (35)$$

Таким образом, при $\mathbf{n} \parallel OY (\mathbf{P} \parallel OZ)$ спектр рассматриваемой поляритонной волны, как и в случае $|\mathbf{P}| = 0$, существует только при $\mu_{zz} < 0$ и содержит только одну ветвь, лежащую в интервале

$$\omega_{0z} < \omega_{\mu z}. \quad (36)$$

Соответствующая дисперсионная ветвь, определяемая законом (34) (обозначим ее как $\Omega_y(k_{\perp})$), характерна для прямой волны: $k_{\perp} \partial \Omega_y / \partial k_{\perp} > 0$ и на плоскости параметров ω, k_{\perp} имеет длинноволновую точку окончания дисперсионной кривой с координатами $\omega_{0z}, k_{\perp} = \omega_{0z}/c$. При этом тип волны сильно зависит от величины спонтанной поляризации сегнетоантиферромагнетика. Так, при достаточно малых P_z , таких*, что $P_z < P_{cr}$, полученный спектр отвечает виртуальному поверхностному ТЕ-поляритону [2] и имеет коротковолновую точку окончания, лежащую на $\omega_{\mu z}$ (см. рис. 3,а). Если же значения P_z таковы, что $P_z > P_{cr}$, то спектральная кривая описывает поляри-

* Под критическим значением поляризации P_{cr} будем понимать значение, определяемое из равенства $\omega_{0y} = \omega_{\mu z}$, т.е. под малыми значениями P_z следует понимать $P_z < P_{cr}$, под большими — $P_z > P_{cr}$.

тон первого типа (рис. 3,б), который в кулоновском пределе ($\omega/c k_{\perp} \rightarrow 0$) стремится к частоте

$$\omega_c^2 = \left(2 + \frac{16\pi}{\delta}\right) \frac{\omega_{0z}^2 \omega_{0y}^2}{\omega_{0z}^2 + \omega_{0y}^2}. \quad (37)$$

Когда условие (36) не выполняется, рассматриваемая поверхностная поляритонная ТЕ-волна не существует.

В отличие от случая $\mathbf{n} \parallel OY, \mathbf{P} \parallel OZ (\mathbf{I} \parallel OX)$, при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ спектр рассматриваемой поверхностной ТЕ-волны состоит из нескольких ветвей, число и спектр которых существенно зависят от знака проекции P_z на нормаль к границе раздела сред \mathbf{n} . При $P_z > 0$ существуют ветви $\Omega_{1+}(k_{\perp})$ и $\Omega_{2+}(k_{\perp})$ ($\Omega_{1+}(k_{\perp}) > \Omega_{2+}(k_{\perp})$), а при $P_z < 0^*$ — ветви $\Omega_{1-}(k_{\perp})$ и $\Omega_{2-}(k_{\perp})$ ($\Omega_{1-}(k_{\perp}) > \Omega_{2-}(k_{\perp})$).

В частности, из (33), (35) следует, что расположение дисперсионных кривых, отвечающих $\Omega_{1-}(k_{\perp})$ и $\Omega_{1+}(k_{\perp})$, на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} в зависимости от величины P_z может быть различным: при малых значениях проекции спонтанной поляризации на нормаль ветвь $\Omega_{1-}(k_{\perp})$ расположена в частотном диапазоне

$$\omega_{0y}^2 < \omega^2 < \omega_+^2(k_{\perp}), \quad (38)$$

а мода $\Omega_{1+}(k_{\perp})$ находится в диапазоне частот (см. рис. 2,а)

$$\omega_{0y}^2 < \omega^2 < \omega_{\mu y}^2. \quad (39)$$

При больших же значениях P_z ветвь спектра $\Omega_{1-}(k_{\perp})$ находится в частотной области

$$\omega_{\mu z}^2 < \omega^2 < \omega_+^2(k_{\perp}), \quad (40)$$

а мода $\Omega_{1+}(k_{\perp})$ расположена в диапазоне частот (см. рис. 2,б)

$$\omega_{\mu z}^2 < \omega^2 < \omega_{\mu y}^2. \quad (41)$$

При этом обе рассматриваемые ветви при любой величине P_z обладают коротковолновыми точками окончания спектра: точка ω_{s1-} соответствует $\Omega_{1-}(k_{\perp})$ и расположена на $\omega_+(k_{\perp})$, а ω_{s1+} принадлежит $\Omega_{1+}(k_{\perp})$ и $\omega_0(k_{\perp})$ (см. рис. 2а,б). Таким образом, в соответствии с [2], такие ветви отвечают поверхностному поляритону второго типа (виртуальному поверхностному поляритону). Причем независимо от величины P_z дисперсионные зависимости $\Omega_{1-}(k_{\perp})$ и $\Omega_{1+}(k_{\perp})$ соответствуют волне прямого типа ($k_{\perp} \partial \Omega_{1\pm} / \partial k_{\perp} > 0$). Длинноволновая точка окончания спектра для моды $\Omega_{1-}(k_{\perp})$ всегда определяется из решения уравнения

$$\varepsilon_{xx} \mu_{zz} = 1, \quad (42)$$

а для ветви $\Omega_{1+}(k_{\perp})$ ее расположение зависит от величины P_z : она расположена на ω_{0y} при малых значениях P_z или находится на $\omega_0(k_{\perp})$ и определяется из (35) с учетом $q_{TE} = 0$, когда P_z велико.

Моды спектра рассматриваемой поверхностной поляритонной волны $\Omega_{2\pm}(k_{\perp})$ ($\Omega_{2+}(k_{\perp}) < \Omega_{2-}(k_{\perp})$) расположены в области

$$\omega_{0y}^2 < \omega^2 < \omega_{\mu z}^2 \quad (43)$$

и при больших значениях спонтанной поляризации P_z характеризуются дисперсионными кривыми, не имеющими на плоскости ω, k_{\perp} общих точек (см. рис. 2,б). Кроме того, обе дисперсионные кривые мод $\Omega_{2\pm}(k_{\perp})$ не имеют коротковолновой точки окончания спектра, т.е. являются, согласно [2], поверхностными магнитными s -поляритонами первого типа и в кулоновском пределе стремятся к частоте ω_c (37).

Если же значение спонтанной поляризации P_z мало, то существует только дисперсионная кривая $\Omega_{2+}(k_{\perp})$, которая соответствует виртуальному поверхностному поляритону [2] и имеет коротковолновую точку окончания ω_{s2+} (см. рис. 2,а), лежащую на $\omega_0(k_{\perp})$ либо на ω_{0y} , частота которой определяется как решение (35) с учетом $q_{TE} / \mu_{yy} = 0$. Длинноволновая точка окончания $\Omega_{2+}(k_{\perp})$ определяется из решения (42). При малых значениях P_z мода $\Omega_{2-}(k_{\perp})$ не существует.

Следует отметить что величина P_z не только влияет на существование моды $\Omega_{2-}(k_{\perp})$ и наличие коротковолновой точки окончания спектра ветви $\Omega_{2+}(k_{\perp})$, но в случае больших значений спонтанной поляризации для $\Omega_{2-}(k_{\perp})$ она также определяет и направление групповой скорости волны. Так, если дисперсионная кривая, отвечающая $\Omega_{2+}(k_{\perp})$, при любых величинах анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия определяет прямую волну ($k_{\perp} \partial \Omega_{2+} / \partial k_{\perp} > 0$), то дисперсионная кривая моды $\Omega_{2-}(k_{\perp})$ отвечает случаю прямой волны только при достаточно небольших значениях P_z (однако таких, что выполнено $\omega_{0y} < \omega_{\mu z}$), но с увеличением P_z ее дисперсионная кривая может определять обратную волну: $k_{\perp} \partial \Omega_{2-} / \partial k_{\perp} < 0$.

В соответствии с этим, если длинноволновая точка окончания дисперсионной кривой $\Omega_{2+}(k_{\perp})$ при малых значениях спонтанной поляризации всегда лежит на линии $\omega = \omega_{0y}$, то в случае $\Omega_{2-}(k_{\perp})$ она дрейфует с ростом P_z от точки $\omega = \omega_{0y}$, $k_{\perp} = \omega_{0y}/c$ вдоль линии $k_{\perp} = \omega/c$. При этом она всегда определяется как решение уравнения (42) относительно неизвестной ω .

На примере пластины легкоосного сегнетоантиферромагнетика толщиной d рассмотрим, как повлияет учет конечных размеров реального образца на дисперсионные свойства и условия локализации рассмотренных

* Отметим, что условия существования ветви $\Omega_{2-}(k_{\perp})$ зависят от значения P_z , что будет подробнее рассмотрено ниже.

типов магнитных поляритонов. Обобщение граничных условий (10), (11) определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \mathbf{Dn} &= \varepsilon_0 \mathbf{E}_v \mathbf{n}; \mathbf{E}_\tau = (\mathbf{E}_v)_\tau, \eta = \pm d/2, \\ \mathbf{Bn} &= \mu_0 \mathbf{H}_v \mathbf{n}; \mathbf{H}_\tau = (\mathbf{H}_v)_\tau, \eta = \pm d/2. \end{aligned} \quad (44)$$

Расчет показывает, что спектр поверхностных магнитных ТЕ-поляритонов для находящейся в вакууме сегнетоантиферромагнитной пластины ($\mu_0 = 1, \varepsilon_0 = 1$) при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OZ$ или $\mathbf{I} \parallel OX$ имеет вид

$$q_{TE}^2 + \mu_{yy}^2 q_0^2 - \gamma^2 \frac{\omega^2}{c^2} + 2q_{TE} q_0 \mu_{yy} \text{cth}(q_{TE} d) = 0, \quad (45)$$

$$q_{TE}^2 = \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} k_\perp^2 + (\gamma^2 - \mu_{yy} \varepsilon_{xx}) \frac{\omega^2}{c^2}.$$

Если $\mathbf{n} \parallel OY, \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OX$, то

$$\begin{aligned} q_{TE}^2 + \mu_{zz}^2 q_0^2 + 2q_{TE} q_0 \mu_{zz} \text{cth}(q_{TE} d) &= 0, \\ q_{TE}^2 = \frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \left[k_\perp^2 + (\gamma^2 - \varepsilon_{xx} \mu_{yy}) \frac{\omega^2}{c^2} \right]. \end{aligned} \quad (46)$$

Зависимость спектра (45), (46) от толщины пластины легкоосного сегнетоантиферромагнетика, находящейся в вакууме ($\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$), при $q_{TE} d \gg 1$ и $q_{TE} d \ll 1$ качественно различна:

для $q_{TE} d \gg 1$ при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OZ$ или $\mathbf{I} \parallel OX$

$$\begin{aligned} \left(q_{TE} + \mu_{yy} q_0 - \frac{\gamma \omega}{c} \right) \left(q_{TE} + \mu_{yy} q_0 + \frac{\gamma \omega}{c} \right) &\cong 0; \\ \text{при } \mathbf{n} \parallel OY, \mathbf{P} \parallel OZ \text{ и } \mathbf{I} \parallel OX \\ (q_{TE} + \mu_{zz} q_0)(q_{TE} + \mu_{zz} q_0) &\cong 0; \end{aligned} \quad (47)$$

если же $q_{TE} d \ll 1$, то при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OZ$ или $\mathbf{I} \parallel OX$

$$\frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} k_\perp^2 - \mu_{yy} \varepsilon_{xx} \frac{\omega^2}{c^2} + \mu_{yy}^2 q_0^2 + 2 \frac{q_0 \mu_{yy}}{d} \cong 0,$$

при $\mathbf{n} \parallel OY, \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OX$

$$\begin{aligned} k_\perp^2 \frac{\mu_{yy} \mu_{zz} + 1}{\mu_{yy}} \mu_{zz} + \left(\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \gamma^2 - \mu_{zz} (\varepsilon_{xx} + \mu_{zz}) \right) \frac{\omega^2}{c^2} + \\ + 2 \frac{q_0 \mu_{zz}}{d} \cong 0. \end{aligned} \quad (48)$$

Учет конечных размеров пластины сегнетоантиферромагнетика не влияет на положение длинноволновой точки окончания спектра виртуальных поверхностных магнитных ТЕ-поляритонов. Для коротковолновой точки окончания рассматриваемого спектра поверхностных магнитных поляритонов ТЕ-типа можно получить точное выражение, поскольку в зависимости от типа электромагнитной волны она определяется условием $q_{TE} = 0$. В результате имеем

$$k_\perp^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \left(-\frac{1}{\mu_{yy} d} + \sqrt{\left(\frac{1}{\mu_{yy} d} \right)^2 + \frac{\gamma^2 \omega^2}{\mu_{yy}^2 c^2}} \right)^2,$$

$$\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ \text{ и } \mathbf{I} \parallel OZ \text{ или } \mathbf{I} \parallel OX. \quad (49)$$

Таким образом, смещение коротковолновой точки окончания спектра виртуальных поверхностных магнитных поляритонов относительно случая сегнетоантиферромагнитного полупространства ($d \rightarrow \infty$) зависит от того, принадлежит ли рассматриваемая ветвь спектра частотному диапазону $\mu_{yy} < 0$ (для ТЕ-волны) или нет.

Считая частоту ω и волновое число k_\perp бегущей электромагнитной волны заданными внешними параметрами, можно проследить, как изменяется число бегущих вдоль пластины поверхностных электромагнитных волн ТЕ-типа в зависимости от ее толщины. В частности, проведенный анализ показал, что при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OZ$ или $\mathbf{I} \parallel OX$, если одновременно выполняются неравенства

$$k_\perp^2 \leq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\mu_{yy}^2} \right) \text{ и } q_0 \mu_{yy} < 0, \quad (50)$$

то независимо от толщины пластины d возможно существование только одной ветви спектра поверхностного магнитного ТЕ-поляритона.

Если одновременно выполняются неравенства

$$k_\perp^2 \geq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\mu_{yy}^2} \right) \text{ и } q_0 \mu_{yy} > 0, \quad (51)$$

то при любой толщине сегнетоантиферромагнитной пластины поверхностные магнитные s -поляритоны не существуют.

Если для случая электромагнитных колебаний ТЕ-типа ввести эффективную толщину пластины с помощью соотношения

$$d_{cr}^{TE} \equiv \left| 2q_0 \mu_{yy} \left[q_0^2 \mu_{yy}^2 - \frac{\gamma^2 \omega^2}{c^2} \right]^{-1} \right|, \quad (52)$$

то при $d > d_{cr}^{TE}$ в спектре поверхностных магнитных поляритонов ТЕ-типа возможно формирование двух ветвей, если

$$k_\perp^2 \geq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\mu_{yy}^2} \right) \text{ и } q_0 \mu_{yy} < 0, \quad (53)$$

и одной ветви, если

$$k_\perp^2 < \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\mu_{yy}^2} \right) \text{ и } q_0 \mu_{yy} < 0. \quad (54)$$

Если же $d < d_{cr}^{TE}$, то для ω и k_{\perp} , удовлетворяющих (53), в спектре поверхностных магнитных поляритонов ТЕ-типа возможно формирование только одной ветви, а в случае (54) формирование рассматриваемого типа поверхностных поляритонов вообще невозможно.

Заключение

Таким образом, на основе анализа поляритонного спектра полуограниченного одноосного (ось OZ) сегнетоантиферромагнетика, с учетом анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия, показано, что

- на границе раздела сегнетоантиферромагнетик–вакуум с нормалью $\mathbf{n}||\mathbf{P}||OZ$ и $\mathbf{l}||OZ$ формируются поверхностные магнитные поляритоны ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$. В этом случае спектр поверхностного ТЕ-поляритона обладает коротковолновой точкой окончания (относится к поверхностным поляритонам второго типа) при любом значении спонтанной поляризации, а условия локализации существенно зависят от относительной ориентации векторов \mathbf{P} и \mathbf{n} ;

- в геометрии $\mathbf{n}||OY, \mathbf{P}||OZ (\mathbf{l}||OX)$ для границы раздела сегнетоантиферромагнетик–вакуум тип существующего ТЕ-поляритона зависит от величины спонтанной поляризации сегнетомагнитного кристалла и при увеличении ее значения из виртуального поверхностного поляритона переходит в поляритон первого типа;

- при $\mathbf{n}||\mathbf{P}||OZ$ и $\mathbf{l}||OZ$ величина квадратичного магнитооптического взаимодействия оказывает существенное влияние не только на тип волны, но и определяет условия существования некоторых мод в спектре поверхностных поляритонных ТЕ-возбуждений. Кроме того, изменение значения P приводит к изменению направления вектора групповой скорости определенных мод спектра поверхностных поляритонов ТЕ-типа. Расположение спектра на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} сильно зависит от относительной ориентации векторов \mathbf{P} и \mathbf{n} ;

- в случае падения на границу раздела вакуум–легкоосный сегнетоантиферромагнетик объемной электромагнитной s -поляризованной волны в плоскости YZ соответствующий коэффициент прохождения будет иметь максимум, если частота и угол падения объемной электромагнитной волны одновременно удовлетворяют закону дисперсии поверхностной электромагнитной волны соответствующего типа. Причем для падающей объемной s -поляризованной волны — это закон дисперсии поверхностной поляритонной ТЕ-волны, бегущей вдоль границы раздела легкоосный сегнетоантиферромагнетик–диэлектрик с равной бесконечности магнитной проницаемостью;

- в рамках метода неполного внутреннего отражения (схема Кречманна) для структуры немагнитный диэлектрик–слой одноосного сегнетоантиферромагнетика–вакуум коэффициент прохождения объемной

электромагнитной волны s -поляризации будет максимален, если частота и угол падения объемной электромагнитной волны будут одновременно удовлетворять закону дисперсии поверхностной электромагнитной волны соответствующего типа. Причем в случае падающей объемной s -поляризованной волны — это закон дисперсии поверхностной поляритонной ТЕ-волны, бегущей вдоль границы раздела легкоосный сегнетоантиферромагнетик–диэлектрик–вакуумный слой–среда с магнитной проницаемостью, равной бесконечности;

- для пластины легкоосного сегнетоантиферромагнетика с $\mathbf{n}||\mathbf{P}||OZ$ и $\mathbf{l}||OZ$ или $\mathbf{l}||OX$ число ветвей в спектре формирующихся поверхностных магнитных поляритонов ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ зависит от толщины пластины и для заданной частоты и волнового числа может изменяться от двух до нуля.

В работах [11–14] проанализирована поверхностная динамика электродипольноактивных немагнитных кристаллов в параэлектрической и сегнетоэлектрической фазах во внешнем электрическом поле \mathbf{E} . В качестве возможного механизма локализации электромагнитной волны был предложен инвариант вида

$$F = \gamma_d \left[\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right] \mathbf{P}. \quad (55)$$

Его существование не запрещено при любой симметрии среды. В [13,14] этот вариант получил название динамического магнитоэлектрического взаимодействия. Проведенный нами анализ показал, что в сегнетомагнитной среде аналогом динамического магнитоэлектрического взаимодействия является величина

$$F = \tilde{\gamma}_d \left[\mathbf{m} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right] \mathbf{P}. \quad (56)$$

Его учет в дополнение к (5)–(7) приводит к тому, что во всех формулах, полученных выше с учетом магнитоэлектрического взаимодействия, следует сделать замену

$$\gamma \rightarrow \gamma + \tilde{\gamma}. \quad (57)$$

Однако в рассматриваемом нами частотном диапазоне (13) с хорошей степенью точности выполнено соотношение

$$\tilde{\gamma}/\gamma \ll 1. \quad (58)$$

Анализ поверхностной поляритонной динамики гиротропных сегнетомагнетиков будет проведен в отдельной работе.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.М. Юрченко и А.Н. Богданову за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

1. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Наука, Москва (1973).
2. *Поверхностные поляритоны*, В.М. Агранович, Д.В. Миллс (ред.), Наука, Москва (1985).
3. K. Abraha and D.R. Tilley, *Surf. Sci. Rep.* **24**, 125 (1996).
4. Г.А. Смоленский, И.Е. Чупис, *УФН* **137**, 415 (1982).
5. Ю.Н. Веневцев, В.В. Гугалин, В.Н. Любимов, *Сегнетомагнетика*, Наука, Москва (1982).
6. А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, Т.Н. Тарасенко, К.И. Примак, *ФНТ* **32**, 83 (2006).
7. Е.А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Наука, Москва (1963).
8. Г.С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, МГУ, Москва (1985).
9. V.D. Buchelnikov, V.S. Romanov, and V.G. Shavrov, *Ferroelectrics* **204**, 247 (1997).
10. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
11. В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик, *Препринт ИТФ, 87-121Р*, Киев (1987).
12. В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик, *Препринт ИТФ, 87-88Р*, Киев (1987).
13. И.Е. Чупис, *ФНТ* **23**, 290 (1997).
14. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 876 (1998).

The electromagnetic TE-wave reflection peculiarities for a nongyrotropic ferromagnetic plate

A.S. Savchenko and S.V. Tarasenko

The bulk TE-wave reflection anomalies induced by anisotropic magnetoelectrical interaction are studied for the Kretschmann geometry. The research are carried for the plate of ferroantiferromagnet in the collinear phase under the assumption that the ferroelectric axis is perpendicular to the medium interface. Some peculiarities of magnetic TE-polariton propagation and localization in the ferroantiferromagnetic plate are considered.

PACS: **41.20.-q** Applied classical electromagnetism;
03.65.Ge Solutions of wave equations: bound states.

Keywords: surface magnetic polaritons, ferroantiferromagnetic, anisotropic magnetoelectrical interaction.