

Особенности отражения объемной электромагнитной ТМ-волны от пластины негиротропного сегнетомагнетика

А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, Т.Н. Тарасенко, К.Н. Примак

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Розы Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина*

E-mail: tarasen@host.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 29 мая 2005 г., после переработки 15 июля 2005 г.

На примере сегнетоантиферромагнетика в коллинеарной фазе изучены аномалии отражения объемной ТМ-волны от поверхности пластины негиротропного сегнетомагнетика, индуцированные анизотропным магнитоэлектрическим взаимодействием, при условии, что сегнетоэлектрическая ось перпендикулярна границе раздела сред.

На прикладі сегнетоантиферромагнетика у колінеарній фазі вивчено аномалії відбиття об'ємної ТМ-хвилі від поверхні пластины негіротропного сегнетомагнетика, що індуквані анізотропною магнітоелектричною взаємодією, за умови, що сегнетоелектрична вісь перпендикулярна до межі розподілу середовищ.

PACS: 41.20.-q, 03.65.Ge

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

Введение

Хорошо известно, что целый ряд особенностей отражения объемных электромагнитных волн, падающих из вакуума на поверхность магнетика, связан с условиями локализации вблизи границы раздела «магнетик–вакуум» соответствующего типа нормальной электромагнитной волны [1–3]. В частности, до сих пор считалось, что если антиферромагнетик не обладает центром антисимметрии [4,5], то формирование поверхностного магнитного поляритона ТМ-типа, в принципе, невозможно. Вместе с тем в последнее время особую актуальность приобрел анализ условий распространения и локализации объемной электромагнитной волны, проходящей через композитную среду, состоящую из магнитных и сегнетоэлектрических слоев (сегнетомагнитный фотонный кристалл). В приближении эффективной среды подобный одномерный магнитный фотонный кристалл типа «магнетик–сегнетоэлектрик» описывается моделью сегнетомагнетика. В этом случае из общего выражения для свободной энергии анизо-

тропного магнитоэлектрического взаимодействия, приведенного в [6], следует, что существование слабых, обладающих структурой типа

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

s — номер магнитной подрешетки, \mathbf{P} — электрический и \mathbf{M} — магнитный момент, возможно уже в центросимметричных магнитоупорядоченных средах, причем при любой симметрии магнитного состояния.

Если кристалл находится в сегнетомагнитной фазе, т.е. одновременно обладает отличными от нуля и магнитным, и дипольным моментами, то величина такого взаимодействия может быть достаточно велика [6,7]. Однако до сих пор вопрос о роли анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия в отражении объемной электромагнитной волны ТМ-типа от поверхности негиротропного сегнетомагнитного кристалла не исследовался.

В этой связи цель данной работы состоит в анализе влияния анизотропного магнитоэлектрического

взаимодействия на условия формирования виртуальных поверхностных магнитных ТМ-поляритонов вблизи поверхности одноосного сегнетоантиферромагнетика при условии, что сегнетоэлектрическая ось кристалла ортогональна поверхности магнетика.

Структурно работа состоит из нескольких разделов, в первом разделе дана постановка задачи, рассчитан спектр нормальных поляритонных волн для случая бесконечного легкоосного сегнетоантиферромагнетика в коллинеарной фазе и дана постановка соответствующей краевой задачи для случая полуграниченного антиферромагнитного кристалла. В следующем разделе на основе учета магнитоэлектрического взаимодействия (1) проведен расчет коэффициентов отражения и прохождения объемной электромагнитной ТМ-волны, падающей на поверхность слоя сегнетоантиферромагнетика (схема Кречманна). В отдельном разделе, считая ω и k_{\perp} заданными внешними параметрами, дана классификация возможных типов бегущих вдоль поверхности рассматриваемого кристалла поляритонных ТМ-возбуждений в зависимости от характера их пространственной локализации вблизи поверхности сегнетоантиферромагнетика. Здесь же проведен анализ дисперсионных свойств и условий формирования поверхностного магнитного поляритона ТМ-типа на границе раздела двух сред для случаев «сегнетоантиферромагнетик–металл» и «сегнетоантиферромагнетик–вакуум». Изучен характер поляритонной динамики сегнетоантиферромагнитной пластины. В заключении приведены основные выводы, следующие из полученных результатов.

Основные соотношения

Для описания влияния анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия на поляритонную динамику негиротропного сегнетомагнетика, следуя [5–8], рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель сегнетоантиферромагнетика. 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

$$F = F_m + F_{me} + F_e, \quad (2)$$

$$F_m = M_0^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{\beta}{2} l_z^2 + \frac{\beta_1}{2} l_x^2 l_y^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h}_m \right\}; \quad (3)$$

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

где δ , и β , β_1 – соответственно константы одноосного межподрешеточного обмена и одноосной

анизотропии ($\beta_1 > 0$), \mathbf{E} и \mathbf{H} – электрическое и магнитное поле, $\mathbf{h}_m \equiv \mathbf{H}/M_0$, κ , κ_1 – сегнетоэлектрические постоянные.

Конкретизируем выражение для анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия для рассматриваемой модели одноосного двухподрешеточного сегнетоантиферромагнетика, считая, что $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \cong 1$ (малость релятивистских взаимодействий по сравнению с межподрешеточным обменом) [5,6]:

$$F_{me} = -\frac{1}{8\pi} [\lambda_1 P_z^2 \mathbf{l}^2 + \lambda_2 (P_x^2 + P_y^2) \mathbf{l}^2 + \lambda_3 P_z^2 l_z^2 + \lambda_4 (P_x^2 + P_y^2) l_z^2 + \lambda_5 P_z l_z (P_x l_x + P_y l_y) + \lambda_7 P_x P_y l_x l_y + \lambda_8 (P_x^2 - P_y^2) (l_x^2 - l_y^2)]. \quad (5)$$

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

$$\frac{2}{gM_0} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m}H_m] + [\mathbf{l}H_l]; \quad \frac{2}{gM_0} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = [\mathbf{l}H_m] + [\mathbf{m}H_l];$$

$$\frac{\partial^2 P_z}{\partial t^2} = f \frac{\partial F}{\partial P_z}; \quad \text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (6)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = 0; \quad \text{div } \mathbf{B} = 0,$$

здесь g – гиромагнитное отношение.

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 n), то для границы раздела магнитного и немагнитного полупространств $\eta = 0$ будем считать выполненными следующие граничные условия:

$$\mathbf{D}n = \varepsilon_0 \mathbf{E}_v n; \quad \mathbf{E}_\tau = (\mathbf{E}_v)_\tau \quad \eta = 0$$

$$\mathbf{B}n = \mu_0 \mathbf{H}_v n; \quad \mathbf{H}_\tau = (\mathbf{H}_v)_\tau \quad \eta = 0. \quad (7)$$

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 $(\mathbf{H}_v)_\tau$ – тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей в немагнитной среде, \mathbf{D} и \mathbf{B} – индукции электрического и магнитного полей в магнетике.

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» [9].

Поскольку в данной работе анализируются электромагнитные возбуждения, локализованные вблизи границы раздела сред $\eta = 0$, то помимо (7) должны быть также выполнены условия

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}| \rightarrow 0, \quad |\mathbf{H}| \rightarrow 0, \quad \eta \rightarrow -\infty \\ |\mathbf{E}_v| \rightarrow 0, \quad |\mathbf{H}_v| \rightarrow 0, \quad \eta \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (8)$$

Как показывает расчет, в исследуемой модели тетрагонального сегнетоантиферромагнетика при $\beta > 0$ реализуется легкоосная сегнетоантиферромагнитная фаза ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{P} \parallel \mathbf{OZ}$), а при $\beta < 0$ реализуется легкоплоскостная сегнетоантиферромагнитная фаза ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{OZ}$, $\mathbf{I} \parallel \mathbf{OY}$) [6].

В дальнейшем без ограничения общности будем считать, что волновой вектор \mathbf{k} рассматриваемой поляритонной волны ортогонален оси OX ($\mathbf{k} \in YZ$). Расчет показывает, что в этом случае для обеих конфигураций уравнение Френеля факторизуется и в выбранной геометрии происходит независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа. Дисперсионное уравнение для p -поляритонов можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{I} \parallel \mathbf{P} \parallel \mathbf{OZ}, \mathbf{k} \in YZ (\beta > 0) \text{ или} \\ \mathbf{P} \parallel \mathbf{OZ}, \mathbf{I} \parallel \mathbf{OY}, \mathbf{k} \in YZ (\beta < 0), \\ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz} \varepsilon_{yy} \mu_{xx} - \varepsilon_{zz} \left(k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2 \right) = \varepsilon_{yy} k_y^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Если ограничиться случаем частот, достаточно низких по сравнению с собственными колебаниями сегнетоэлектрической подсистемы кристалла и обменной частотой

$$\omega \ll f_{\text{кк}0}, g\delta M_0, \quad (10)$$

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

$$\begin{aligned} B_x &= \mu_{xx} H_x + \alpha_{xy} E_y, \\ B_y &= \mu_{yy} H_y + \alpha_{yx} E_x, \\ B_z &= \mu_{zz} H_z, \\ D_x &= \varepsilon_{xx} E_x + \alpha_{xy} H_y, \\ D_y &= \varepsilon_{yy} E_y + \alpha_{yx} H_x, \\ D_z &= \varepsilon_{zz} E_z. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mu_{xx}(\omega, k) = \mu_{yy}(\omega, k) = \frac{\omega_{\mu}^2 - \omega^2}{\Delta}; \\ \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\perp} \frac{\omega_{\varepsilon}^2 - \omega^2}{\Delta}; \quad \varepsilon_{zz}(\omega, k) = \varepsilon_{\parallel}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_{zz} = 1; \quad \alpha_{yx}(\omega, k) = -\alpha_{xy}(\omega, k) \equiv i\gamma; \quad \gamma = \frac{A\omega}{\Delta}; \\ A = 4\pi\omega_s \lambda_*; \quad \omega_s = gM_0; \quad \lambda_* = \frac{\lambda_5 P_z / M_0}{8\pi}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\Delta \equiv \omega_0^2 - \omega^2; \quad \omega_0^2 \equiv 0,25\omega_s^2 \delta [\beta + \lambda_3 P_z^2 / (4\pi M_0^2)];$$

$$\omega_{\mu}^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{16\pi}{\delta} \right); \quad \omega_{\varepsilon}^2 = \omega_0^2 + \frac{\delta}{16\pi} \frac{A^2}{\varepsilon_{\perp}};$$

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon + [\lambda_2 + \lambda_4]; \quad \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon + [\lambda_1 + \lambda_3].$$

В случае $\mathbf{P} \parallel \mathbf{OZ}$, $\mathbf{I} \parallel \mathbf{OY}$ ($\beta < 0$) материальные соотношения для компонент векторов магнитной \mathbf{B} и электрической \mathbf{D} индукций принимают вид

$$\begin{aligned} B_x &= \mu_{xx} H_x + \alpha_{xy} E_y, \\ B_y &= \mu_{yy} H_y, \\ B_z &= \mu_{zz} H_z, \\ D_x &= \varepsilon_{xx} E_x, \\ D_y &= \varepsilon_{yy} E_y + \alpha_{yx} H_x, \\ D_z &= \varepsilon_{zz} E_z. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mu_{xx}(\omega) = \frac{\omega_{\mu x}^2 - \omega^2}{\omega_{0x}^2 - \omega^2}; \quad \mu_{yy} = 1; \quad \mu_{zz}(\omega) = \frac{\omega_{\mu z}^2 - \omega^2}{\omega_{0z}^2 - \omega^2}; \\ \varepsilon_{yy}(\omega) = \varepsilon_2 \frac{\omega_{\varepsilon}^2 - \omega^2}{\Delta}; \quad \alpha_{xy}(\omega) = -\alpha_{yx}(\omega) \equiv i\gamma; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\gamma = \frac{A\omega}{\Delta}; \quad \Delta = \omega_{0x}^2 - \omega^2; \quad A = 4\pi\omega_s \lambda_*; \quad \omega_s = g\mathbf{M}_0;$$

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon + [\lambda_2 - \lambda_8]; \quad \varepsilon_2 = \varepsilon + [\lambda_2 + \lambda_8]; \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon + \lambda_1; \\ \omega_{0z}^2 \equiv 0,25\omega_s^2 \delta \beta_1; \quad \omega_{0x}^2 = 0,25\omega_s^2 \delta [|\beta| + \lambda_3 \mathbf{P}_0^2 / (4\pi \mathbf{M}_0^2)];$$

$$\lambda_* = \frac{\lambda_5 \mathbf{P}_0}{8\pi \mathbf{M}_0}; \quad \omega_{\mu x}^2 = \omega_{0x}^2 \left(1 + \frac{16\pi}{\delta} \right);$$

$$\omega_{\mu z}^2 = \omega_{0z}^2 \left(1 + \frac{16\pi}{\delta} \right); \quad \omega_{\varepsilon}^2 = \omega_0^2 + \frac{\delta}{16\pi} \frac{A^2}{\varepsilon_2}.$$

Из (9)–(14) следует, что в выбранной геометрии распространения ($\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{I} \parallel \mathbf{OZ}$), в отличие от случая нормального магнитного ТЕ-поляритона, сам факт существования в неограниченном сегнетоантиферромагнетике нормального магнитного ТМ-поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$ является следствием существования магнитоэлектрического взаимодействия ($\hat{\lambda} \neq 0$). При этом ТМ-поляритон является возбуждением однопарциального типа. Если τ — координата вдоль направления распространения в плоскости с нормалью \mathbf{n} , то при $\eta < 0$

$$H_x = A_0 \exp(q_{TM} \eta) \exp(ik_{\perp} \tau - i\omega t). \quad (15)$$

Здесь $q_{TM}^2 = -(\mathbf{k}\mathbf{n})^2$ определяется из (9)–(15) как функция внешних параметров: частоты колебаний ω и волнового числа k_{\perp} .

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

Как известно из общей теории волновых процессов в слоистых средах [10], условия существования и распространения поверхностных волн тесно связаны с особенностями отражения и преломления нормальной объемной волны той же поляризации на границе раздела сред. Если $\mathbf{k} \in YZ$ и $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P}$ или $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$, $\mathbf{l} \parallel OY$, то можно, следуя [10], ввести понятие поверхностного импеданса Z_{TM} в случае волны ТМ-типа. В этом случае из граничных условий, описываемых соотношениями (7), получим, что в рассматриваемом сегнетоантиферромагнетике для заданной относительной ориентации векторов \mathbf{l} и \mathbf{n} в плоскости YZ ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{P}$), ($\beta > 0$) или ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$, $\mathbf{l} \parallel OY$) ($\beta < 0$) соотношение для Z_{TM} с учетом (11)–(14) имеет вид

$$Z_{TM} = c(k_e - i\gamma\omega/c) / (\omega\epsilon_{yy}); \quad (16)$$

$$k_e^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_{yy}\mu_{xx} - \gamma^2) - k_{\perp}^2 \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}}.$$

Для вакуума ($\eta > 0$) с $\epsilon_0 = 1$, $\mu_0 = 1$ из (16) следует, что

$$\tilde{Z}_{TM} = ck_0/\omega, \quad k_0^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2. \quad (17)$$

В результате для электромагнитной волны ТМ-типа, падающей из вакуума на поверхность рассматриваемого сегнетоантиферромагнетика, при $\mathbf{P} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$ и $\mathbf{l} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) или $\mathbf{l} \parallel OY$ ($\beta < 0$) френелевский коэффициент отражения R_{TM} с учетом (16)–(17) имеет вид

$$R_{TM} = \frac{\tilde{Z}_{TM} - Z_{TM}}{\tilde{Z}_{TM} + Z_{TM}}. \quad (18)$$

В соответствии с общими положениями теории волновых процессов в ограниченных средах для $q_{TM}^2 > 0$, $q_0^2 > 0$ ($q_{TM}^2 \equiv -k_e^2$, $q_0^2 \equiv -k_0^2$) полюсы коэффициентов отражения (18) с учетом (9)–(17) при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$, $\mathbf{l} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) или $\mathbf{l} \parallel OY$ ($\beta < 0$) совпадают с законами дисперсии найденных выше поверхностных поляритонов ТМ-типа, формирующихся на границе раздела «легкоосный сегнетоантиферромагнетик–вакуум». При этом полное прохождение волны ТМ-типа из вакуума в сегнетоантиферромагнетик невозможно, так как определяется из (16)–(18) условием $R_{TM} = 0$, а $\text{Im } R_{TM} \neq 0$.

Рассмотрим коэффициент прохождения T_{TM} , соответствующий приведенному выше френелевскому коэффициенту отражения R_{TM} . Несложно убедиться, что он имеет вид

$$T_{TM} = \frac{2\tilde{Z}_{TM}}{\tilde{Z}_{TM} + Z_{TM}}. \quad (19)$$

Таким образом, из (19) следует, что максимум T_{TM} будет формироваться в том случае, когда угол падения электромагнитной волны на поверхность сегнетоантиферромагнетика (волновое число k_{\perp}) и частота ω таковы, что выполнено соотношение $Z_{TM} = 0$. В результате коэффициент прохождения объемной ТМ-волны будет иметь максимум в условиях, когда вблизи поверхности сегнетоантиферромагнетика распространяется вытекающая поверхностная электромагнитная волна ТМ-типа ($q_{TM}^2 > 0$, $q_0^2 < 0$) [11]. Формально в случае ТМ-волны максимум прохождения отвечает ТМ-моду поверхностных электромагнитных колебаний, которая формируется вблизи поверхности сегнетоантиферромагнетика при условии, что сопредельная немагнитная среда имеет бесконечную диэлектрическую проницаемость (идеальный металл).

Для возбуждения поверхностной электромагнитной волны ТМ-типа, формирующейся на границе раздела «полуограниченный сегнетоантиферромагнетик–вакуум», в рамках метода неполного внутреннего отражения можно воспользоваться схемой Кречманна (угловое сканирование) [11]. Расчет показывает, что коэффициент прохождения T для объемной электромагнитной ТМ-волны, падающей из изотропного диэлектрика с $\epsilon_0 \neq 1$; $\mu_0 \neq 1$ (среда 3), через пластину толщиной t рассматриваемого сегнетоантиферромагнетика (среда 2) с нормалью к поверхности \mathbf{n} (геометрия Кречманна) может быть при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{l} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) или $\mathbf{l} \parallel OY$ ($\beta < 0$) представлен в виде (среда 1 – вакуум)

$$T = \frac{t_{32}t_{21} \exp(2ik_e d)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(2ik_e d)} \frac{k_0^2 \epsilon_0}{k_{0TM}^2}; \quad 1 + r_{ij} = t_{ij}, \quad (20)$$

где

$$r_{32} = \frac{k_{0TM}/\epsilon_0 - i(q_{TM} + \gamma\omega/c)/\epsilon_{yy}}{k_{0TM}/\epsilon_0 + i(q_{TM} + \gamma\omega/c)/\epsilon_{yy}};$$

$$r_{21} = -r_{12} = \frac{i(q_{TM} - \gamma\omega/c)/\epsilon_{yy} - k_0}{i(q_{TM} - \gamma\omega/c)/\epsilon_{yy} + k_0}, \quad (21)$$

$$k_{0TM}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 - k_{\perp}^2; \quad k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2. \quad (22)$$

Из (20)–(22) следует, что максимум коэффициента прохождения T объемной электромагнитной

волны ТМ-типа через сегнетоантиферромагнитный слой реализуется в том случае, когда частота ω и волновое число k_{\perp} падающей объемной электромагнитной волны p -типа совпадают с законом дисперсии поверхностной электромагнитной волны ТМ-типа ($q_{TM}^2 > 0, q_0^2 < 0$), бегущей вдоль граничащей с вакуумом поверхности слоя сегнетоантиферромагнетика толщиной t .

Пользуясь (9)–(15), можно классифицировать возможные типы распространяющихся магнитных ТМ-поляритонов в зависимости от характера их локализации вблизи поверхности сегнетоантиферромагнитного кристалла $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ ($\mathbf{I} \parallel OZ$) или ($\mathbf{I} \parallel OY$).

Анализ условий локализации вблизи поверхности полуограниченного легкоосного ($\mathbf{I} \parallel OZ$) сегнетоантиферромагнетика $\eta = 0$ с граничными условиями (7)–(8) поляритонной волны ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ проведем для двух качественно различных геометрий распространения ($\mathbf{I} \parallel OZ$) и ($\mathbf{I} \parallel OY$).

Условия формирования и дисперсионные свойства поверхностного магнитного поляритона ТМ-типа

Анализ (9)–(15) показывает, что на плоскости экспериментально задаваемых внешних параметров ω и k_{\perp} при $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и ($\mathbf{I} \parallel OZ$) или ($\mathbf{I} \parallel OY$) необходимые условия формирования магнитного поверхностного ТМ-поляритона ($q_{TM}^2 > 0$) имеют вид

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

Характерные частоты $\omega_{\pm}(k_{\perp})$ в (23) определяются из (9)–(15) при $k_z = 0$, k_* определяется из условия $\omega_-(k_{\perp}) = \omega_0(k_{\perp})$.

Однако выполнение (23) является только необходимым условием для локализации вблизи поверхности магнетика рассматриваемого типа поляритонной волны. Соответствующее дисперсионное соотношение определяется как условие существования нетривиального решения системы граничных условий (7)–(8), решенной относительно неизвестных парциальных амплитуд A_0 в (15).

Рассмотрим границу раздела «одноосный сегнетоантиферромагнетик–идеальный металл» (с этой целью в (7) следует перейти к пределу $1/\varepsilon_0 \rightarrow 0, \mu_0 \rightarrow 1$).

Соответствующий расчет для обеих рассмотренных выше ориентаций нормали \mathbf{n} ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$) к границе магнетика и вектора антиферромагнетизма \mathbf{l}

($\mathbf{I} \parallel OZ$) или ($\mathbf{I} \parallel OY$)) показывает, что в условиях (23) формирование поверхностного магнитного p -поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$, распространяющегося вдоль границы раздела «сегнетоантиферромагнетик–идеальный металл», возможно для обеих конфигураций.

Спектр этого типа поверхностных возбуждений с учетом (9)–(14) можно представить в виде

$$k_{\perp}^2 = \varepsilon_{zz} \mu_{xx} \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (24)$$

а обратная глубина проникновения, с учетом (7), определяется соотношением

$$q_{TM} = \gamma \frac{\omega}{c}. \quad (25)$$

Независимо от знака скалярного произведения (\mathbf{Pn}) дисперсионные кривые рассматриваемого поверхностного магнитного ТМ-поляритона (24), (25) отвечают, согласно [11], поляритону I типа (спектр не имеет коротковолновой точки окончания).

Поскольку необходимым условием локализации данной волны вблизи поверхности сегнетоантиферромагнетика, занимающего нижнее полупространство ($\eta < 0$), согласно (15), является $q_{TM} > 0$, то, как следует из (25), характер локализации рассматриваемого типа поверхностного магнитного поляритона тесно связан с ориентацией равновесной электрической поляризации относительно нормали к границе раздела сред. В частности, частотный диапазон, в котором на границе раздела «легкоосный сегнетоантиферромагнетик–идеальный металл» возможна локализация поляритонной волны ТМ-типа ($q_{TM} > 0$), определяется соотношениями

$$\begin{aligned} (\mathbf{Pn}) > 0, \omega < \omega_0, \\ (\mathbf{Pn}) < 0, \omega > \omega_0. \end{aligned} \quad (26)$$

Из (24)–(26) следует, что в отсутствие магнитоэлектрического взаимодействия (5) рассматриваемый тип поверхностной поляритонной волны не реализуется.

Для границы раздела «легкоосный сегнетоантиферромагнетик–вакуум» условия формирования поверхностных магнитных поляритонов как ТМ-типа с $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ ($\mathbf{k} \in YZ$) и ($\mathbf{I} \parallel OZ$) или ($\mathbf{I} \parallel OY$) качественно меняются. Расчет показывает, что в этом случае (в (7) $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$) возможно формирование поверхностной поляритонной волны ТМ-типа, но условие ее существования в магнитной среде ($q_{TM} > 0$) по-прежнему сильно зависит от знака проекции равновесной электрической поляризации \mathbf{P} на нормаль к границе раздела сред \mathbf{n} .

Закон дисперсии поверхностного магнитного ТМ-поляритона теперь имеет вид

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\varepsilon_{zz}\gamma - [\varepsilon_{zz}^2\gamma^2 + (\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - 1)(1 - \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz})]^{1/2}}{\varepsilon_{zz}\varepsilon_{yy} - 1} \right)^2 \right\}, \quad (27)$$

а его обратная глубина проникновения, с учетом (9)–(14), определяется соотношением ($q_0^2 = k_{\perp}^2 - \omega^2/c^2$)

$$q_{TM} = \gamma \frac{\omega}{c} - q_0 \varepsilon_{yy} > 0. \quad (28)$$

Таким образом, из (27)–(28) следует, что спектр формирующейся под влиянием анизотропного электромагнитного взаимодействия на границе раздела «сегнетоантиферромагнетик–вакуум» ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$) поверхностной поляритонной волны с $\mathbf{k} \in YZ$, независимо от знака (\mathbf{Pn}) и характера поляризации электромагнитной волны (ТМ-типа), имеет коротковолновую точку окончания (случаю $\gamma > 0$ соответствует ω_{p+} , а $\gamma < 0 - \omega_{p-}$), т.е. рассматриваемая поверхностная волна является поляритоном второго типа (виртуальным поверхностным p -поляритоном) [11]. Указанная точка окончания определяется условием $q_{TM} = 0$ из совместного решения (27), (28). Для заданного знака (\mathbf{Pn}) спектр рассматриваемого виртуального поверхностного магнитного ТМ-поляритона имеет только одну ветвь. Кроме того, принципиально иной, по сравнению со случаем «сегнетоантиферромагнетик–металл» (24), (25), оказывается область существования поверхностной поляритонной ТМ-волны, формирующейся на границе раздела «сегнетоантиферромагнетик–вакуум».

Рассмотрим на примере пластины легкоосного сегнетоантиферромагнетика толщиной d , как повлияет учет конечных размеров реального образца на дисперсионные свойства и условия локализации рассмотренного типа поверхностного магнитного ТМ-поляритона. Обобщение граничных условий (7), (8) определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \mathbf{Dn} &= \varepsilon_0 \mathbf{E}_v \mathbf{n}, & \mathbf{E}_\tau &= (\mathbf{E}_v)_\tau, & \eta &= d/2, \\ \mathbf{Bn} &= \mu_0 \mathbf{H}_v \mathbf{n}, & \mathbf{H}_\tau &= (\mathbf{H}_v)_\tau, & \eta &= -d/2. \end{aligned} \quad (29)$$

Расчет показывает, что спектр поверхностных магнитных поляритонов с $\mathbf{k} \in YZ$ для сегнетоантиферромагнитной пластины, погруженной в немагнитную среду с параметрами μ_0, ε_0 при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) или $\mathbf{I} \parallel OY$ ($\beta < 0$) имеет вид

$$q_{TM}^2 + \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_0^2} q_0^2 - \gamma^2 \frac{\omega^2}{c^2} + 2q_{TM} q_0 \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_0} \operatorname{cth}(q_{TM} d) = 0. \quad (30)$$

Для выбранной геометрии

$$q_{TM}^2 = \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} k_{\perp}^2 + (\gamma^2 - \varepsilon_{yy} \mu_{xx}) \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (31)$$

В частном случае сегнетоантиферромагнитной пластины, обе поверхности которой покрыты идеальным металлом ($1/\varepsilon_0 = \infty$), из (30), (31) получаем

$$q_{TM} = \pm \gamma \frac{\omega}{c}, \quad (32)$$

т.е. при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) или $\mathbf{I} \parallel OY$ ($\beta < 0$) $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P}$ спектр поверхностных ТМ-поляритонов с $\mathbf{k} \in YZ$ пластины легкоосного сегнетоантиферромагнетика с двухсторонней металлизацией имеет две ветви, причем обе являются поверхностными поляритонами первого типа и их дисперсионные свойства не зависят от толщины магнитной пластины. Дисперсионная кривая одной из ветвей совпадает со спектром поверхностного p -поляритона на границе раздела полуограниченного легкоосного сегнетоантиферромагнетика с металлическим покрытием при (\mathbf{Pn}) > 0 , а вторая при (\mathbf{Pn}) < 0 .

Расчет показывает, что для пластины легкоосного сегнетоантиферромагнетика (при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{I} \parallel OZ$ ($\beta > 0$) или $\mathbf{I} \parallel OY$ ($\beta < 0$)), находящейся в вакууме ($\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$), зависимость спектра (30), (31) поверхностных магнитных поляритонов ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ (они теперь являются виртуальными поверхностными поляритонами) от толщины пластины при $q_{TM} d \ll 1$ и $q_{TM} d \gg 1$ качественно различна:

для $q_{TM} d \gg 1$

$$\left(q_{TM} + \varepsilon_{yy} q_0 - \frac{\gamma \omega}{c} \right) \left(q_{TM} + \varepsilon_{yy} q_0 + \frac{\gamma \omega}{c} \right) \cong 0, \quad (33)$$

если же $q_{TM} d \ll 1$, то

$$\varepsilon_{yy}^2 k_{\perp}^2 - \mu_{xx} \varepsilon_{zz} \frac{\omega^2}{c^2} + 2 \frac{q_0 \varepsilon_{yy}}{d} \cong 0. \quad (34)$$

Сравнение с рассмотренным выше для полуограниченного сегнетоантиферромагнетика спектром виртуальных поверхностных магнитных ТМ-поляритонов с $\mathbf{k} \in YZ$ показывает, что учет конечных размеров пластины не влияет на положение длинноволновой точки окончания спектра виртуальных поверхностных магнитных ТМ-поляритонов. Что же касается коротковолновой точки окончания рассматриваемого спектра, то для нее можно получить точное выражение, поскольку в зависимости от типа

электромагнитной волны она определяется условием $q_{TM} = 0$. В результате имеем

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \left(-\frac{1}{\varepsilon_{yy}d} + \sqrt{\left(\frac{1}{\varepsilon_{yy}d}\right)^2 + \frac{\gamma^2\omega^2}{\varepsilon_{yy}^2d^2}} \right)^2. \quad (35)$$

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

Считая частоту ω и волновое число k_{\perp} бегущей электромагнитной волны заданными внешними параметрами, можно проследить за тем, как изменяется число ветвей в спектре бегущей вдоль пластины поверхностной электромагнитной волны ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ в зависимости от ее толщины d . Проведенный анализ показал, что если одновременно

$$k_{\perp}^2 \leq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\varepsilon_{yy}^2} \right) \text{ и } \frac{q_0}{\varepsilon_0} \varepsilon_{yy} < 0, \quad (36)$$

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

Нет поверхностных магнитных p -поляритонов при любой толщине сегнетоантиферромагнитной пластины, если одновременно

$$k_{\perp}^2 \geq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\varepsilon_{yy}^2} \right) \text{ и } q_0 \varepsilon_{yy} \geq 0. \quad (37)$$

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

$$d_{cr}^{TM} \equiv \left| 2q_0 \varepsilon_{yy} \left[q_0^2 \varepsilon_{yy}^2 - \frac{\gamma^2 \omega^2}{c^2} \right]^{-1} \right|, \quad (38)$$

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

$$k_{\perp}^2 \geq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\varepsilon_{yy}^2} \right) \text{ и } q_0 \varepsilon_{yy} < 0, \quad (39)$$

и одной ветви, если одновременно

$$k_{\perp}^2 < \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\varepsilon_{yy}^2} \right) \text{ и } q_0 \varepsilon_{yy} < 0. \quad (40)$$

Если же $d < d_{cr}^{TM}$, то для ω и k_{\perp} , одновременно удовлетворяющих (39), возможно формирование только одной ветви в спектре поверхностных магнитных поляритонов ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$, а в случае выполнения условий (40) формирование рассматриваемого типа поверхностных поляритонов при $d < d_{cr}^{TM}$ вообще невозможно.

Заключение

Таким образом, на основе анализа поляритонного спектра ограниченного сегнетоантиферромагнетика с учетом анизотропного магнитоэлектрического взаимодействия показано, что

1) если ориентация нормали к границе раздела сред такова, что $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{l} \parallel OZ$ или $\mathbf{l} \parallel OY$, то на границе «сегнетоантиферромагнетик–идеальный металл» возможно формирование однопарциального поверхностного магнитного ТМ-поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$, условия существования которого зависят не только от величины, но и от знака проекции равновесной электрической поляризации на направление \mathbf{n} . В обоих случаях спектр данного типа поверхностной поляритонной ТМ-волны не имеет коротковолновой точки окончания (относится к поверхностным поляритонам первого типа);

2) на границе раздела «сегнетоантиферромагнетик–вакуум» с нормалью $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{l} \parallel OZ$ или $\mathbf{l} \parallel OY$ также имеет место формирование поверхностных магнитных поляритонов ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$. Спектр каждого из этих типов поверхностных поляритонов обладает коротковолновой точкой окончания (относится к поверхностным поляритонам второго типа), а условия локализации существенно зависят от ориентальной ориентации векторов \mathbf{P} и \mathbf{n} ;

3) в случае падения на границу раздела «вакуум–легкоосный сегнетоантиферромагнетик» объемной электромагнитной волны ТМ-типа при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{l} \parallel OZ$ или $\mathbf{l} \parallel OY$ соответствующий коэффициент прохождения будет иметь максимум, если частота и угол падения объемной электромагнитной волны будут одновременно удовлетворять закону дисперсии поверхностной электромагнитной волны p -типа с $\mathbf{k} \in YZ$, бегущей вдоль границы раздела «сегнетоантиферромагнетик–идеальный металл»;

4) в рамках метода неполного внутреннего отражения (схема Кречманна) для структуры «немагнитный диэлектрик–сегнетоантиферромагнитный слой–вакуум» коэффициент прохождения объемной электромагнитной волны ТМ-типа будет иметь максимум, если ее частота и угол падения объемной электромагнитной волны будут одновременно удовлетворять закону дисперсии поверхностной электромагнитной p -волны, бегущей вдоль границы

раздела «пластина сегнетоантиферромагнетика–вакуум» ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{P} \parallel OZ$ и $\mathbf{l} \parallel OZ$ или $\mathbf{l} \parallel OY$, $\mathbf{k} \in YZ$);

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

Следует отметить, что рассмотренный выше механизм взаимодействия спиновой подсистемы кристалла с электрическим полем характерен именно для сегнетомагнетиков, однако при этом остаются в силе также и другие механизмы магнитоэлектрического взаимодействия, существование которых возможно уже в отсутствие в кристалле дальнего магнитного упорядочения. В частности, в [12] при рассмотрении вопроса о нелинейной поляризации второго порядка в немагнитной среде было показано, что вклад от магнитных диполей во всем объеме отличен от нуля (см. также [13]).

В работах [14–18] была проанализирована поверхностная динамика электродипольноактивных немагнитных кристаллов в параэлектрической и сегнетоэлектрической фазах во внешнем электрическом поле \mathbf{E} . При этом в качестве возможного механизма локализации электромагнитной волны был предложен подобный [13] инвариант типа

$$\mathbf{F} = \gamma \left[\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right] \mathbf{P}. \quad (41)$$

Его существование возможно при любой симметрии среды, и в [16–18] он назван динамическим магнитоэлектрическим взаимодействием. Проведенный нами анализ показал, что в сегнетомагнитной среде аналогом динамического магнитоэлектрического взаимодействия является слагаемое типа (см. также [19])

$$\mathbf{F} = \tilde{\gamma} \left[\mathbf{m} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right] \mathbf{P}. \quad (42)$$

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

$$\gamma \rightarrow \gamma + \tilde{\gamma}, \quad (43)$$

однако в рассматриваемом в данной работе частотном диапазоне (10) с хорошей степенью точности выполнено соотношение

$$\tilde{\gamma}/\gamma \ll 1. \quad (44)$$

В качестве примера конкретных негиротропных сегнетомагнетиков, для которых возможно наблюдение указанных выше особенностей, можно воспользоваться приведенными в [6,7] таблицами веществ, которые в основном состоянии одновременно

обладают и антиферромагнитным, и сегнетоэлектрическим упорядочением.

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

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

1. K. Abraha and D.R. Tilley, *Surf. Sci. Rep.* **24**, 125 (1996).
2. Р.Г. Тарханян, *ФТТ* **30**, 624 (1988).
3. Р.Г. Тарханян, *ФТТ* **32**, 1913 (1990).
4. В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *ЖЭТФ* **94**, 268 (1988).
5. В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров, *ЖЭТФ* **109**, 706 (1996).
6. Г.А. Смоленский, И.Е. Чупис, *УФН* **137**, 415 (1982).
7. Ю.Н. Веневцев, В.В. Гагулин, В.Н. Любимов, *Сегнетомагнетики*, Наука, Москва (1982).
8. Е.А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Наука, Москва (1963).
9. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферро- и сегнетоантиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
10. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Наука, Москва (1973).
11. *Поверхностные поляритоны*, В.М. Агранович, Д.В. Миллс (ред.), Наука, Москва (1985).
12. N. Bloembergen, R.K. Chang, S.S. Jha, and C.H. Lee, *Phys. Rev.* **174**, 813 (1968).
13. И.Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989).
14. В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик, *Препринт ИТФ*, 87–121Р, Киев (1987).
15. В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик, *Препринт ИТФ*, 87–88Р, Киев (1987).
16. И.Е. Чупис, *ФНТ* **23**, 290 (1997).
17. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *ФНТ* **24**, 1010 (1998).
18. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 876 (1998).
19. И.Е. Чупис, А.А. Мищенко, *ФНТ* **27**, 652 (2001).

Features of the electromagnetic TM-wave reflection from the nongyrotropic segnetomagnetic plate

A.S. Savchenko, S.V. Tarasenko, T.N. Tarasenko, and K.N. Primak

The induced by anisotropic magnetoelectrical interaction anomalies of the volume TM-wave reflection from the surface of nongyrotropic segnetomagnetic plate was studied on the example of segnetoantiferromagnetic in the collinear phase under conditions, that the segnetoelectrical axis is perpendicular to medium interface.