

Поверхностная спин-волновая электродинамика легкоосного антиферромагнетика во внешнем электрическом поле

© А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, Т.Н. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина Национальной академии наук Украины, 83114 Донецк, Украина

E-mail: tarasen@mail.fti.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 27 марта 2006 г.)

Определены условия, при которых в параллельном легкой оси постоянном внешнем электрическом поле \mathbf{E} квадратичное магнитооптическое взаимодействие приводит к формированию виртуальных поверхностных магнитных поляритонов TM - и TE -типа, бегущих вдоль границы раздела антиферромагнетик—идеальный металл или антиферромагнетик—диэлектрик, и соответствующих особенностей в коэффициенте отражения объемной электромагнитной волны, падающей из вакуума на поверхность магнетика.

PACS: 41.20.-q, 03.65.Ge, 71.76.+c

1. Введение

Хорошо известно, что анализ особенностей распространения и локализации электромагнитной волны в модели двухподрешеточного антиферромагнетика представляет особый интерес, в частности из-за того, что помимо антиферромагнитных пространственно однородных сред и магнитных сверхрешеток типа антиферромагнетик—диэлектрик именно эта модель позволяет во многих случаях вполне удовлетворительно описывать динамику магнитных сверхрешеток типа ферромагнетик—немагнитный металл при условии, что взаимодействие двух соседних касательно намагниченных ферромагнитных слоев через соединяющую их металлическую немагнитную прослойку носит антиферромагнитный характер [1].

Расчет показал, что в коллинеарной фазе легкоосного антиферромагнетика в отсутствие внешнего магнитного поля локализация бегущей электромагнитной волны вблизи границы раздела магнетик—идеальный металл невозможна. Что же касается границы раздела антиферромагнетик—вакуум, то при наличии временной дисперсии магнитной проницаемости среды вблизи ее поверхности возможно формирование поверхностной волны TE -типа. В частности, если \mathbf{l} — равновесный вектор антиферромагнетизма, а \mathbf{n} — нормаль к поверхности антиферромагнетика, то при $\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}$ имеет место формирование однопарциального виртуального магнитного s -поляритона (поверхностный поляритон второго типа [2]), а при $\mathbf{l} \perp \mathbf{n}$ дисперсионная кривая поверхностного магнитного TE -поляритона не имеет коротковолновой точки окончания спектра (поверхностный s -поляритон первого типа [2]) [1]. Для электромагнитной волны TM -типа до сих пор считалось, что если антиферромагнетик не обладает центром антисимметрии [3,4], то формирование поверхностного магнитного поляритона TM -типа (поверхностного p -поляритона) в принципе невозможно. Вместе с тем одной из актуальных задач физики композитных материалов является анализ условий распространения электромагнитных

волн в структурах, сочетающих в себе как магнитные, так и сегнетоэлектрические компоненты. При этом существенное влияние на условия локализации и прохождения объемной электромагнитной волны, падающей на границу раздела дипольно-активной (магнитной, сегнетоэлектрической) и дипольно-неактивной сред, могут оказывать поверхностные поляритоны не только первого типа, но и виртуальные поверхностные поляритоны (поверхностные поляритоны второго типа). Решение этой задачи требует анализа поверхностной спин-волновой электродинамики магнетика, находящегося в постоянном внешнем электрическом поле. До сих пор такая задача не рассматривалась, несмотря на то что хорошо известно, что одной из особенностей уже бесконечного антиферромагнитного кристалла является существование квадратичного магнитооптического эффекта при любой кристаллической симметрии магнитной среды [5]. Например, в коллинеарной фазе легкоосного (ось OZ) двухподрешеточного ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) антиферромагнетика квадратичное магнитооптическое взаимодействие может быть представлено в виде [5]

$$F_{mo} = -\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} l_{\alpha} l_{\beta} E_{\gamma} E_{\delta} / 8\pi, \quad (1)$$

где $\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta}$ — тензор магнитооптических констант, $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_0$ — вектор антиферромагнетизма, \mathbf{E} — электрическое поле.

Величина этого взаимодействия может быть достаточно высока, что, в частности, в эксперименте проявляется в существовании в коллинеарной фазе одноосного антиферромагнитного кристалла линейного изотропного и анизотропного магнитного двулучепреломления [6]. Однако до сих пор вопрос о роли квадратичных магнитооптических эффектов в формировании виртуальных поверхностных магнитных поляритонов TM - и TE -типа в случае магнитного кристалла, помещенного во внешнее электрическое поле, не исследовался.¹

¹ Случай формирования поверхностного магнитного TM -поляритона „экситонного“ типа вблизи границы раздела антиферромагнетик—вакуум рассмотрен в [7].

В связи с этим цель настоящей работы состоит в анализе влияния квадратичного магнитооптического взаимодействия на условия формирования виртуальных поверхностных магнитных TM - и TE -поляритонов на примере ограниченного легкоосного антиферромагнетика, находящегося во внешнем постоянном электрическом поле \mathbf{E} .

Настоящая работа имеет следующую структуру. В разделе 2 рассчитан спектр нормальных поляритонных волн для случая бесконечного легкоосного антиферромагнетика в коллинеарной фазе и сформулирована соответствующая краевая задача для случая полугораничного антиферромагнитного кристалла. В разделе 3 при условии, что частота ω и волновое число поляритона k_{\perp} являются заданными внешними параметрами, проведена классификация возможных типов бегущих вдоль поверхности рассматриваемого кристалла поляритонных возбуждений p - и s -типа в зависимости от характера их пространственной локализации вблизи поверхности антиферромагнетика в случае $\mathbf{I} \parallel \mathbf{E}$. В разделе 4 для указанной геометрии проведен анализ влияния внешнего электрического поля на дисперсионные свойства и условия формирования поверхностного магнитного поляритона TM - и TE -типа на границе раздела двух сред для случаев антиферромагнетик–металл и антиферромагнетик–вакуум. В разделе 5 на основе учета квадратичного магнитооптического взаимодействия (1) проведен анализ особенностей отражения и прохождения объемной электромагнитной p -(s -) волны, падающей из вакуума на поверхность полубесконечного антиферромагнетика, находящегося в постоянном внешнем электрическом поле. Здесь же обсуждается характер поляритонной динамики антиферромагнитной пластины, помещенной во внешнее электрическое поле. В заключении приведены основные выводы, следующие из полученных результатов.

2. Основные соотношения

Для описания влияния постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E} на поляритонную динамику одноосного антиферромагнетика, обладающего квадратичным магнитооптическим эффектом, следуя [5–7], рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель антиферромагнетика. В терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ и антиферромагнетизма \mathbf{l} соответствующую плотность энергии с учетом (1) можно представить в виде

$$F = F_m + F_{mo} - \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}, \quad (2)$$

$$F_m = M_0^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{\beta}{2} l_z^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h}_M \right\}, \quad (3)$$

где δ и β — соответственно константы однородного межподрешеточного обмена и одноосной анизотро-

пии ($\beta > 0$), \mathbf{E} и \mathbf{H} — электрическое и магнитное поля, $\mathbf{h}_M \equiv \mathbf{H}/M_0$, ε — диэлектрическая проницаемость антиферромагнитной среды при $\lambda = 0$.

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

$$F_{mo} = -\frac{1}{8\pi} \left[\lambda_1 E_z^2 \mathbf{l}^2 + \lambda_2 (E_x^2 + E_y^2) \mathbf{l}^2 + \lambda_3 E_z^2 l_z^2 + \lambda_4 (E_x^2 + E_y^2) l_z^2 + \lambda_5 E_z l_z (E_x l_x + E_y l_y) + \lambda_7 E_x E_y l_x l_y + \lambda_8 (E_x^2 - E_y^2) (l_x^2 - l_y^2) \right]. \quad (4)$$

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

$$\frac{2}{gM_0} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m}\mathbf{H}_m] + [\mathbf{l}\mathbf{H}_l],$$

$$\frac{2}{gM_0} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = [\mathbf{l}\mathbf{H}_m] + [\mathbf{m}\mathbf{H}_l], \quad (5)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = 0, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (7)$$

где g — гиромагнитное отношение.

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

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

$$\begin{aligned} \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} &= \varepsilon_0 \mathbf{E}_v \cdot \mathbf{n}, & \mathbf{E}_\tau &= (\mathbf{E}_v)_\tau, & \eta &= 0; \\ \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} &= \mu_0 \mathbf{H}_v \cdot \mathbf{n}, & \mathbf{H}_\tau &= (\mathbf{H}_v)_\tau, & \eta &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

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 антиферромагнетик–идеальный немагнитный металл, а при $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$ — границе раздела антиферромагнетик–вакуум [8].

Поскольку в настоящей работе анализируются электромагнитные возбуждения, локализованные вблизи границы раздела сред $\eta = 0$, помимо (8) должны быть также выполнены условия

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}| &\rightarrow 0, & |\mathbf{H}| &\rightarrow 0, & \eta &\rightarrow -\infty; \\ |E_y| &\rightarrow 0, & |H_y| &\rightarrow 0, & \eta &\rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (9)$$

Как показывает расчет, в исследуемой модели тетрагонального антиферромагнетика при $\beta > 0$ реализуется легкоосная антиферромагнитная фаза ($\mathbf{l} \parallel OZ$) [9]. Таким образом, включение внешнего электрического поля $\mathbf{E} \parallel OZ$ не изменит равновесную магнитную конфигурацию по сравнению со случаем $|\mathbf{E}| = 0$.

Вследствие цилиндрической симметрии рассматриваемой задачи в дальнейшем без ограничения общности будем считать, что волновой вектор \mathbf{k} поляритонной волны ортогонален оси OX ($\mathbf{k} \in YZ$). Расчет показывает, что в этом случае уравнение Френеля факторизуется и в выбранной геометрии имеет место независимое распространение нормальных магнитных поляритонов p - и s -типа

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz} \varepsilon_{yy} \mu_{xx} - \varepsilon_{zz} \left(k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2 \right) = \varepsilon_{yy} k_y^2 \quad (p\text{-волна}), \quad (10)$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} \mu_{zz} \mu_{yy} \varepsilon_{xx} - \mu_{zz} \left(k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2 \right) = \mu_{yy} k_y^2 \quad (s\text{-волна}). \quad (11)$$

Материальные соотношения для компонент векторов магнитной \mathbf{B} и электрической \mathbf{D} индукции могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} B_x &= \mu_{xx} H_x + \alpha_{xy} E_y, & D_x &= \varepsilon_{xx} E_x + \alpha_{xy} H_y, \\ B_y &= \mu_{yy} H_y + \alpha_{yx} E_x, & D_y &= \varepsilon_{yy} E_y + \alpha_{yx} H_x, \\ B_z &= \mu_{zz} H_z, & D_z &= \varepsilon_{zz} E_z. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $\mu_{ik}, \varepsilon_{ik}, \alpha_{ik}$ — тензоры магнитной, диэлектрической и магнитоэлектрической проницаемостей.

Для рассматриваемой геометрии выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \mu_{xx}(\omega) &= \mu_{yy}(\omega) = \frac{\omega_\mu^2 - \omega^2}{\Delta}, & \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{yy} = \varepsilon_\perp \frac{\omega_\varepsilon^2 - \omega^2}{\Delta}, \\ \varepsilon_{zz}(\omega) &= \varepsilon_\parallel, & \mu_{zz} &= 1, & \alpha_{yx}(\omega) &= -\alpha_{xy}(\omega) \equiv i\gamma, \\ \gamma &= \frac{A\omega}{\Delta}, & A &= 4\pi\omega_s \lambda_*, & \omega_s &= gM_0, \\ \lambda_* &= \frac{\lambda_5 E_z / M_0}{8\pi}, & \Delta &\equiv \omega_0^2 - \omega^2, \\ \omega_0^2 &\equiv 0.25\omega_s^2 \delta [\beta + \lambda_3 E_z^2 / (4\pi M_0^2)], \\ \omega_\mu^2 &= \omega_0^2 \left(1 + \frac{16\pi}{\delta} \right), & \omega_\varepsilon^2 &= \omega_0^2 + \frac{\delta}{16\pi} \frac{A^2}{\varepsilon_\perp}, \\ \varepsilon_\perp &= \varepsilon + [\lambda_2 + \lambda_4], & \varepsilon_\parallel &= \varepsilon + [\lambda_1 + \lambda_3]. \end{aligned} \quad (13)$$

Частота ω_0 отвечает частоте однородного антиферромагнитного резонанса в неограниченном коллинеарном антиферромагнетике при наличии постоянного электрического поля, параллельного легкой оси.

Из (10)–(13) следует, что в выбранной геометрии распространения ($\mathbf{k} \in YZ, \mathbf{l} \parallel OZ$) в отличие от случая нормального магнитного s -поляритона сам факт существования в неограниченном антиферромагнетике нормального магнитного p -поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$ является следствием совместного действия двух факторов: постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E} и квадратичного магнитооптического взаимодействия ($\hat{\lambda} \neq 0$). Отсутствие любой из этих двух составляющих ведет к исчезновению данного типа магнитной поляритонной волны. При этом как s -, так и p -поляритон является возбуждением однопарциального типа. Если τ — координата вдоль направления распространения волны в плоскости с нормалью \mathbf{n} , то при $\eta < 0$

$$\begin{aligned} H_x &= A_0 \exp(q_{TM}\eta) \exp(ik_\perp \tau - i\omega t) \quad (p\text{-волна}), \\ E_x &= B_0 \exp(q_{TE}\eta) \exp(ik_\perp \tau - i\omega t) \quad (s\text{-волна}). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $q^2 = -(\mathbf{kn})^2$ определяется из (10)–(14) как функция внешних параметров: частоты колебаний ω и волнового числа k_\perp .

Таким образом, пользуясь (10)–(14), можно классифицировать возможные типы распространяющихся магнитных TM - и TE -поляритонов в зависимости от характера их локализации вблизи поверхности антиферромагнитного кристалла (5), (6), помещенного во внешнее электрическое поле $\mathbf{E} \parallel \mathbf{l}$.

Анализ условий локализации вблизи поверхности полуграниченного легкоосного ($\mathbf{l} \parallel OZ$) антиферромагнетика $\eta = 0$ с граничными условиями (8), (9) поляритонной волны TM - (TE -) типа с $\mathbf{k} \in YZ$ проведем для двух качественно различных геометрий распространения: $\mathbf{n} \parallel OZ$ и $\mathbf{n} \parallel OY$.

3. Классификация возможных типов поверхностных магнитных TM - и TE -поляритонов

Анализ (10)–(14) показывает, что на плоскости экспериментально задаваемых внешних параметров ω и k_\perp (рис. 1) для формирования однопарциальной поверхностной волны TE -типа ($q_{TE}^2 > 0$) с $\mathbf{k} \in YZ$ при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{E}$ необходимо выполнение одной из следующих систем неравенств:

$$\begin{aligned} \omega_-^2(k_\perp) &< \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp), & k_\perp &> k_*; \\ \omega_0^2 &< \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp), & k_\perp &< k_*; \\ 0 &< \omega^2 < \omega_0^2, & k_\perp &> k_*; \\ 0 &< \omega^2 < \omega_-^2(k_\perp), & k_\perp &< k_*. \end{aligned} \quad (15)$$

Аналогичные расчеты для случая $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{l} \parallel \mathbf{E}$ показывают (рис. 2), что условие $q_{TE}^2 > 0$ возможно для волны TE -типа, если

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

$$0 < \omega^2 < \omega_{-}^2(k_{\perp}). \quad (16)$$

Характерные частоты $\omega_{\pm}(k_{\perp})$ в (15) определяются из (11), (13) при $k_z = 0$, а в (16) — из (11), (13) при $k_y = 0$; k_* задается условием $\omega_{-}(k_*) = \omega_0$. На рис. 2

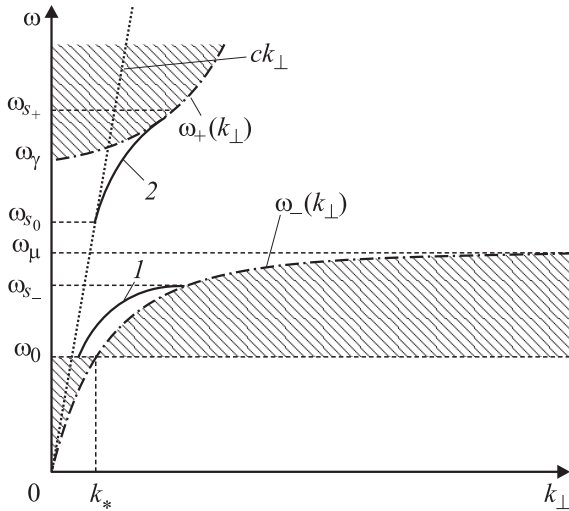


Рис. 1. Области возможного существования поверхностных и объемных TE -поляритонов в случае полубесконечного легкоосного антиферромагнетика при $\mathbf{l} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$. Сплошные кривые — законы дисперсии поверхностного магнитного TE -поляритона на границе раздела антиферромагнетик–вакуум: 1 — для случая $\gamma > 0$, 2 — для случая $\gamma < 0$; ω_{s_0} определяется из (25) при $q_0 = 0$. Область объемных волн заштрихована.

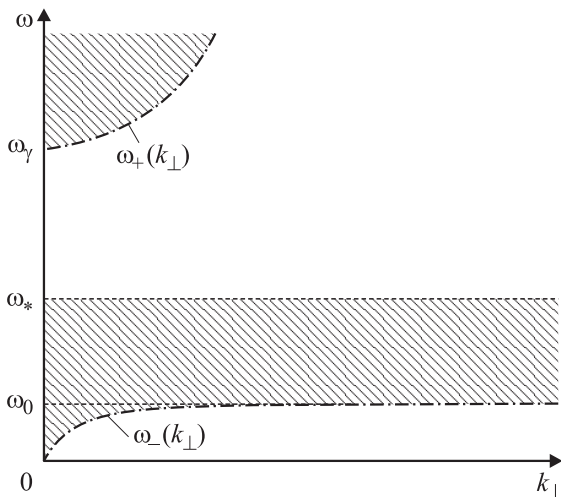


Рис. 2. Области возможного существования поверхностных и объемных TM - и TE -поляритонов в случае полубесконечного легкоосного антиферромагнетика при $\mathbf{l} \parallel \mathbf{E} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{k} \in YZ$. Область объемных волн заштрихована.

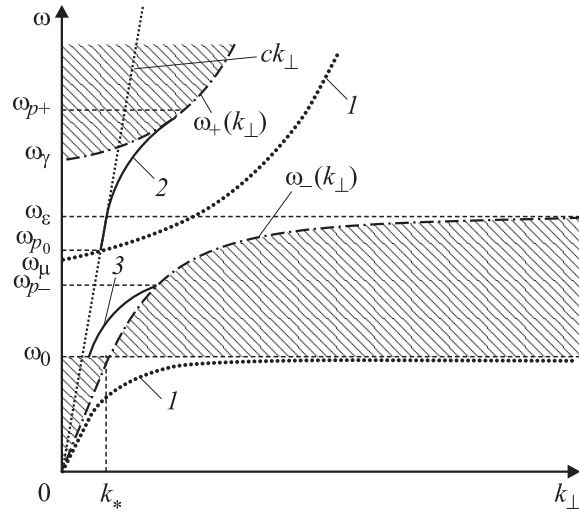


Рис. 3. Области возможного существования поверхностных и объемных TM -поляритонов в случае полубесконечного легкоосного антиферромагнетика при $\mathbf{l} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$. Кривая 1 — закон дисперсии поверхностного магнитного TM -поляритона на границе раздела антиферромагнетик–идеальный немагнитный металл, 2 и 3 — законы дисперсии поверхностного магнитного TM -поляритона на границе раздела антиферромагнетик–вакуум: 2 — для случая $\gamma > 0$, 3 — для случая $\gamma < 0$; ω_{p_0} определяется из (23) при $q_0 = 0$. Область объемных волн заштрихована.

$\omega_* = \omega_{\mu}$, на рис. 1, 2 ω_{γ} является корнем уравнения $\gamma^2 = \mu_{yy}\epsilon_{xx}$.

Как следует из (10), (12)–(14), при $|\mathbf{E}| = 0$ уже в бесконечном антиферромагнитном кристалле формирование магнитного TM -поляритона невозможно как при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l}$, так и при $\mathbf{n} \perp \mathbf{l}$. Если $E_z \neq 0$, то при $\mathbf{n} \perp \mathbf{l}$ ($\mathbf{k} \in YZ$) необходимые условия формирования магнитного поверхностного TM -поляритона ($q_{TM}^2 > 0$) на плоскости ω и k_{\perp} имеют вид

$$\omega_{\epsilon}^2(k_{\perp}) < \omega^2 < \omega_{+}^2(k_{\perp}),$$

$$0 < \omega^2 < \omega_{-}^2(k_{\perp}), \quad (17)$$

т. е. остается в силе картина, представленная на рис. 2, однако в случае TM -волн характерные частоты $\omega_{\pm}(k_{\perp})$ определяются из (10), (12), (13) при $k_y = 0$. На рис. 2 $\omega_* = \omega_{\epsilon}$, а на рис. 2, 3 ω_{γ} является корнем уравнения $\gamma^2 = \epsilon_{yy}\mu_{xx}$.

Если же $\mathbf{k} \in YZ$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$, то необходимые условия формирования магнитного поверхностного TM -поляритона ($q_{TM}^2 > 0$) на плоскости ω и k_{\perp} (рис. 3) с учетом приведенных выше обозначений имеют вид ($\omega_{\pm}(k_{\perp})$ определяются из (10), (12), (13) при $k_z = 0$)

$$\omega_{-}^2(k_{\perp}) < \omega^2 < \omega_{+}^2(k_{\perp}), \quad k_{\perp} > k_*;$$

$$\omega_0^2 < \omega^2 < \omega_{+}^2(k_{\perp}), \quad k_{\perp} < k_*;$$

$$0 < \omega^2 < \omega_0^2, \quad k_{\perp} > k_*;$$

$$0 < \omega^2 < \omega_{-}^2(k_{\perp}), \quad k_{\perp} < k_*. \quad (18)$$

Однако выполнение (15)–(18) 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 (8), (9), решенной относительно неизвестных парциальных амплитуд A_0 и B_0 в (14).

4. Влияние внешнего электрического поля на условия формирования и дисперсионные свойства поверхностного магнитного поляритона TM - и TE -типа

Рассмотрим границу раздела легкоосный антиферромагнетик–идеальный немагнитный металл (для этого в (8) следует перейти к пределу $1/\varepsilon_0 \rightarrow 0, \mu_0 = 1$).

Соответствующий расчет для каждой из двух указанных выше ориентаций нормали \mathbf{n} к границе магнетика показывает, что в условиях (15)–(18) формирование поверхностного магнитного поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$, распространяющегося вдоль границы раздела антиферромагнетик–идеальный немагнитный металл, возможно только при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{E} \parallel OZ$, причем в рассматриваемой модели это может быть только поляритон TM -типа.

Спектр этого типа поверхностных возбуждений с учетом (12), (13) может быть представлен в виде

$$k_{\perp}^2 = \varepsilon_{zz} \mu_{xx} \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (19)$$

а обратная глубина проникновения с учетом (12), (13) определяется соотношением

$$q_{TM} = \gamma \frac{\omega}{c}. \quad (20)$$

Независимо от знака скалярного произведения $(\mathbf{E}\mathbf{n})$ дисперсионные кривые рассматриваемого поверхностного магнитного TM -поляритона (19), (20) отвечают, согласно [2], поляритону первого типа (спектр не имеет коротковолновой точки окончания).

Поскольку необходимым условием локализации данной волны вблизи поверхности антиферромагнетика, занимающего нижнее полупространство ($\eta < 0$), согласно (14), является $q_{TM} > 0$, характер локализации рассматриваемого типа поверхностного магнитного поляритона, как следует из (20), тесно связан не только с величиной,² но и с ориентацией внешнего электрического поля относительно нормали к границе раздела сред (рис. 3). В частности, частотный диапазон, в котором на границе раздела легкоосный антиферромагнетик–идеальный немагнитный металл во внешнем

² Несложно убедиться, подставив (13) в (20), что обратная глубина проникновения магнитного TM -поляритона пропорциональна величине электрического поля: $q_{TM} = E_z \frac{\lambda_s}{2M_0} \frac{\omega\omega_s}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \frac{\omega}{c}$.

электрическом поле $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$ возможна локализация поляритонной волны TM -типа ($q_{TM} > 0$), определяется соотношениями

$$\begin{aligned} (\mathbf{E}\mathbf{n}) &> 0, & \omega < \omega_0, \\ (\mathbf{E}\mathbf{n}) &< 0, & \omega > \omega_0. \end{aligned} \quad (21)$$

Из (19), (20) следует, что в отсутствие внешнего электрического поля, нормального к границе раздела сред ($E_z = 0$), или без учета квадратичного магнито-оптического взаимодействия (4) рассматриваемый тип поверхностной поляритонной волны не реализуется.

Для границы раздела легкоосный антиферромагнетик–вакуум условия формирования поверхностных магнитных поляритонов как TM -, так и TE -типа с $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{E} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$ качественно меняются (рис. 1, 3). Расчет показывает, что в этом случае (в (8), (9) $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$) возможно формирование поверхностных поляритонных волн как TM -, так и TE -типа, но условие их существования в магнитной среде ($q_{TM,TE} > 0$) по-прежнему сильно зависит от знака проекции величины постоянного электрического поля \mathbf{E} на нормаль к границе раздела сред \mathbf{n} .

Закон дисперсии подповерхностного магнитного TM -поляритона имеет вид

$$\begin{aligned} k_{\perp}^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \\ &\times \left\{ 1 + \left(\frac{\varepsilon_{zz}\gamma - [\varepsilon_{zz}^2\gamma^2 + (\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - 1)(1 - \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz})]^{1/2}}{\varepsilon_{zz}\varepsilon_{yy} - 1} \right)^2 \right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

а его обратная глубина проникновения с учетом (12), (13) определяется соотношением

$$q_{TM} = \gamma \frac{\omega}{c} - q_0 \varepsilon_{yy} > 0, \quad (23)$$

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

Что же касается закона дисперсии поверхностного магнитного TE -поляритона, то он с учетом (12), (13) имеет вид

$$\begin{aligned} k_{\perp}^2 &= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \\ &\times \left\{ 1 + \left(\frac{\gamma\mu_{zz} + [\gamma^2\mu_{zz}^2 + (\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - 1)(1 - \mu_{yy}\mu_{zz})]^{1/2}}{1 - \mu_{yy}\mu_{zz}} \right)^2 \right\}, \end{aligned} \quad (24)$$

а его обратная глубина проникновения с учетом (12), (13) определяется соотношением

$$q_{TE} = -\gamma \frac{\omega}{c} - q_0 \mu_{yy} > 0. \quad (25)$$

Таким образом, из (22)–(25) следует, что спектр формирующийся под влиянием внешнего электрического

поля $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$ на границе раздела антиферромагнетик–вакуум поверхностной поляритонной волны с $\mathbf{k} \in YZ$ независимо от знака E_z и характера поляризации электромагнитной волны (TM - или TE -тип) имеет коротковолновую точку окончания (для TM -поляритона случае $\gamma > 0$ соответствует ω_{p+} , а $\gamma < 0$ — ω_{p-} ; для TE -поляритона значениям $\gamma < 0$ отвечает ω_{s+} , а $\gamma > 0$ — ω_{s-} , см. рис. 1, 3), т.е. рассматриваемая поверхностная волна является поляритоном второго типа (виртуальным поверхностным поляритоном) [2]. Указанная точка окончания определяется условием $q_{TM,TE} = 0$ из совместного решения (25) и (10) для волны TM -типа или (25) и (11) для волны TE -типа. Для заданного знака проекции \mathbf{E} на нормаль к границе раздела сред \mathbf{n} спектр рассматриваемого виртуального поверхностного магнитного TM -поляритона имеет только одну ветвь. Кроме того, принципиально иной по сравнению со случаем антиферромагнетик–металл (19), (20) оказывается область существования поверхностной поляритонной TM -волны, формирующейся на границе раздела антиферромагнетик–вакуум (рис. 3). Существенную трансформацию под влиянием внешнего электрического поля $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$ по сравнению со случаем $\mathbf{E} = 0$ претерпевает также и спектр виртуального поверхностного TE -поляритона с $\mathbf{k} \in YZ$ ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}$), формирование которого на границе раздела легкоосный антиферромагнетик–вакуум возможно уже при $\mathbf{E} = 0$ [1]

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\mu_{zz}(\mu_{yy} - \varepsilon_{xx})}{(\mu_{zz}\mu_{yy} - 1)}, \quad (26)$$

$$q = -q_0 \mu_{yy} > 0. \quad (27)$$

В частности, в зависимости от знака E_z дисперсионная кривая рассматриваемого поверхностного поляритонного возбуждения TE -типа лежит на плоскости параметров ω и k_{\perp} в одной из двух не перекрывающихся по ω областей (рис. 1).

5. Влияние внешнего электрического поля на характер отражения объемной TM - (TE -) волны от поверхности антиферромагнетика

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 же $\mathbf{k} \in YZ$ и $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{E}$, следуя [10], ввести понятие поверхностного импеданса $Z_{TM} = E_y/H_x$ в случае волны TM -типа и $Z_{TE} = H_y/E_x$ в случае волны TE -типа, то из граничных условий, описываемых соотношениями (8), следует, что в рассматриваемом антиферромагнетике для заданной относительной ориентации векторов \mathbf{l} и \mathbf{n} в

плоскости YZ ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{E}$) соответствующие соотношения с учетом (12), (13) имеют вид

$$Z_{TM} = c(k_e - i\gamma\omega/c)/(\omega\varepsilon_{yy}),$$

$$k_e^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{yy}\mu_{xx} - \gamma^2) - k_{\perp}^2 \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}}, \quad (28)$$

$$Z_{TE} = -c(k_m + i\gamma\omega/c)/(\omega\mu_{yy}),$$

$$k_m^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\mu_{yy}\varepsilon_{xx} - \gamma^2) - k_{\perp}^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}}. \quad (29)$$

Для немагнитной среды ($\eta > 0$) с $\varepsilon_0 = 1$, $\mu_0 = 1$ из (8) следует, что

$$\tilde{Z}_{TM} = ck_0/\omega, \quad \tilde{Z}_{TE} = -ck_0/\omega, \quad k_0^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2. \quad (30)$$

В результате для электромагнитной волны TE - или TM -типа, падающей из вакуума на поверхность рассматриваемого антиферромагнетика при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$, френелевский коэффициент отражения (R_{TE} и R_{TM} соответственно) с учетом (28)–(30) имеет вид ($\alpha = TM, TE$)

$$R_{\alpha} = \frac{\tilde{Z}_{\alpha} - Z_{\alpha}}{\tilde{Z}_{\alpha} + Z_{\alpha}}. \quad (31)$$

В соответствии с общими положениями теории волновых процессов в ограниченных средах для $q_{TE, TM}^2 > 0$, $q_0^2 > 0$ $q_{TE}^2 = -k_m^2$, $q_{TM}^2 = -k_e^2$, $q_0^2 = -k_0^2$, полюсы коэффициентов отражения (31) с учетом (12), (13), (28)–(30) при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l}$ совпадают с законами дисперсии найденных выше поверхностных поляритонов TE - и TM -типа, формирующихся на границе раздела легкоосный антиферромагнетик–вакуум (22), (24). При этом полное прохождение волны TM - или TE -типа из вакуума в антиферромагнетик определяется из (28)–(30) условием $R_{TM} = 0$ или $R_{TE} = 0$ соответственно и при $E_z \neq 0$ вследствие того, что $\text{Im} R_{TM} \neq 0$, $\text{Im} R_{TE} \neq 0$, невозможно.

Рассмотрим коэффициенты прохождения T_{α} , соответствующие приведенным выше френелевским коэффициентам отражения ($T_{\alpha} = 1 + R_{\alpha}$). Несложно убедиться, что они имеют вид

$$T_{\alpha} = \frac{2\tilde{Z}_{\alpha}}{\tilde{Z}_{\alpha} + Z_{\alpha}}. \quad (32)$$

Таким образом, из (32) следует, что максимум T_{TM} будет наблюдаться в том случае, когда угол падения электромагнитной волны на поверхность антиферромагнетика (волновое число k_{\perp}) и частота ω таковы, что выполняется соотношение (19). Следовательно, коэффициент прохождения объемной TM -волны (T_{TM}) будет иметь максимум в условиях, когда вблизи поверхности антиферромагнетика распространяется вытекающая поверхностная электромагнитная волна TM -типа ($q_{TM}^2 > 0$, $q_0^2 < 0$). Формально в случае TM -волны

максимум прохождения отвечает TM -моду поверхностных электромагнитных колебаний, которая формируется вблизи поверхности антиферромагнетика при условии, что сопредельная немагнитная среда имеет бесконечную диэлектрическую проницаемость (19), (20).

Подобная ситуация имеет место и в случае падения TE -волны. В этом случае максимум ее коэффициента прохождения через границу раздела вакуум–антиферромагнетик будет наблюдаться в условиях, когда вблизи поверхности антиферромагнетика распространяется вытекающая поверхностная электромагнитная волна TE -типа ($q_{TE}^2 > 0, q_0^2 < 0$). Формально в случае TE -волны максимум прохождения отвечает TE -моду поверхностных электромагнитных колебаний, которая формируется вблизи поверхности антиферромагнетика, при условии, что сопредельная немагнитная среда имеет бесконечную магнитную проницаемость ($k_{\perp}^2 = \mu_{zz}\epsilon_{xx}\omega^2/c^2$).

Для того чтобы возбудить поверхностную электромагнитную волну TM - или TE -типа, формирующуюся в присутствии электрического поля на границе раздела полуограниченный антиферромагнетик–вакуум, в рамках метода неполного внутреннего отражения можно воспользоваться геометрией Отто (частотное сканирование). Пусть по-прежнему легкоосный антиферромагнетик занимает нижнее полупространство ($z < 0$) и вакуумная прослойка толщиной t отделяет его от оптически более плотной изотропной среды, диэлектрическая и магнитная проницаемости которой соответственно равны ϵ_0 и μ_0 .

Расчет показывает, что в этом случае коэффициент отражения как для TM -, так и для TE -волны структурно имеет один и тот же вид:

$$V_{\alpha} = \frac{V_{32}^{\alpha} + V_{21}^{\alpha} \exp(2ik_{\alpha}t)}{1 - V_{23}^{\alpha} V_{21}^{\alpha} \exp(2ik_{\alpha}t)}, \quad (33)$$

где

$$V_{32}^{\alpha} = -V_{23}^{\alpha} = \frac{\tilde{Z}_{\alpha}^0 - \tilde{Z}_{\alpha}}{\tilde{Z}_{\alpha}^0 + \tilde{Z}_{\alpha}}, \quad V_{21}^{\alpha} = \frac{\tilde{Z}_{\alpha} - Z_{\alpha}}{\tilde{Z}_{\alpha} + Z_{\alpha}}.$$

Здесь

$$Z_{TM}^0 = ck_{TM0}/(\epsilon_0\omega), \quad k_{TM0}^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} \mu_0\epsilon_0 - k_{\perp}^2, \\ Z_{TE}^0 = ck_{TE0}/(\mu_0\omega), \quad k_{TE0}^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} \mu_0\epsilon_0 - k_{\perp}^2. \quad (34)$$

Несложно убедиться, что соответствующий (33), (34) коэффициент прохождения W_{α} объемной электромагнитной волны TM -(TE -)типа через вакуумный зазор определяется соотношением вида

$$W_{\alpha} = \frac{1 + V_{\alpha}}{\cos(k_{\alpha}t) - i(\tilde{Z}_{\alpha}/Z_{\alpha}) \sin(k_{\alpha}t)}. \quad (35)$$

Из (35) следует, что коэффициент прохождения W_{TM} объемной электромагнитной волны TM -типа через вакуумный промежуток имеет максимум в том случае,

когда частота ω и волновое число k_{\perp} падающей объемной электромагнитной волны p -типа совпадают с законом дисперсии поверхностной электромагнитной волны TM -типа ($q_{TM}^2 > 0, q_0^2 > 0$), распространяющейся вдоль поверхности полуограниченного антиферромагнетика, на расстоянии t от которой расположен идеальный немагнитный металл ($1/\epsilon_0 \rightarrow 0, \mu_0 = 1$). Если же через вакуумный зазор проходит объемная электромагнитная волна TE -типа, то коэффициент прохождения W_{TE} имеет максимум в том случае, когда частота ω и волновое число k_{\perp} падающей объемной электромагнитной волны s -типа совпадают с законом дисперсии поверхностной электромагнитной волны TE -типа ($q_{TE}^2 > 0, q_0^2 > 0$), распространяющейся вдоль поверхности полуограниченного антиферромагнетика, на расстоянии t от которой реализовано условие $1/\mu_0 \rightarrow 0$.

Рассмотрим на примере пластины легкоосного антиферромагнетика толщиной d , как повлияет учет конечных размеров реального образца на дисперсионные свойства и условия локализации рассмотренных типов магнитных поляритонов. В данном случае граничные условия (8) примут вид

$$\mathbf{D} \cdot \mathbf{n} = \epsilon_0 \mathbf{E}_v \cdot \mathbf{n}, \quad \mathbf{E}_{\tau} = (\mathbf{E}_v)_{\tau}, \quad \eta = \pm d/2;$$

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = \mu_0 \mathbf{H}_v \cdot \mathbf{n}, \quad \mathbf{H}_{\tau} = (\mathbf{H}_v)_{\tau}, \quad \eta = \pm d/2. \quad (36)$$

В результате расчет показывает, что спектр поверхностных магнитных поляритонов для антиферромагнитной пластины, погруженной в немагнитную среду с параметрами μ_0, ϵ_0 , при наличии постоянного внешнего электрического поля при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{I} \parallel \mathbf{E}$ в зависимости от поляризации имеет вид

$$q_{TM}^2 + \frac{\epsilon_{yy}^2}{\epsilon_0^2} q_0^2 - \gamma^2 \frac{\omega^2}{c^2} + 2q_{TM}q_0 \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_0} \operatorname{cth}(q_{TM}d) = 0 \quad (TM\text{-волна}), \quad (37)$$

$$q_{TE}^2 + \frac{\mu_{yy}^2}{\mu_0^2} q_0^2 - \gamma^2 \frac{\omega^2}{c^2} + 2q_{TE}q_0 \frac{\mu_{yy}}{\mu_0} \operatorname{cth}(q_{TE}d) = 0 \quad (TE\text{-волна}). \quad (38)$$

Для выбранной геометрии

$$q_{TE}^2 = \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} k_{\perp}^2 + (\gamma^2 - \mu_{yy}\epsilon_{xx}) \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (39)$$

$$q_{TM}^2 = \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} k_{\perp}^2 + (\gamma^2 - \epsilon_{yy}\mu_{xx}) \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (40)$$

В частном случае антиферромагнитной пластины во внешнем электрическом поле, обе поверхности которой покрыты идеальным немагнитным металлом ($1/\epsilon_0 \rightarrow 0$,

$\mu_0 = 1$) из (37), (38) получаем

$$q_{TM} = \pm y \frac{\omega}{c}, \quad (41)$$

т. е. во внешнем электрическом поле $\mathbf{n} \parallel \mathbf{1} \parallel \mathbf{E}$ спектр поверхностных TM -поляритонов пластины легкоосного антиферромагнетика с двухсторонней металлизацией имеет две ветви, причем обе они являются поляритонами первого типа и их дисперсионные свойства не зависят от толщины магнитной пластины. Дисперсионная кривая одной из ветвей совпадает со спектром поверхностного TM -поляритона на границе раздела полуограниченного легкоосного антиферромагнетика с металлическим покрытием при $(\mathbf{E}\mathbf{n}) > 0$, а другой — при $(\mathbf{E}\mathbf{n}) < 0$. Что касается магнитных поляритонов TE -типа, то, как и в случае металлизированного антиферромагнитного полупространства, на границе раздела с металлом локализация данного типа электромагнитной волны невозможна.

Расчет показывает, что в случае пластины легкоосного антиферромагнетика ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{1} \parallel \mathbf{E}$), находящейся в вакууме ($\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$), зависимости спектра (37)–(40) поверхностных магнитных поляритонов как TE -, так и TM -типа (они теперь являются виртуальными поверхностными поляритонами) от толщины пластины при $q_{TM,TE}d \ll 1$ и $q_{TM,TE}d \gg 1$ качественно различны:

$$\left(q_{TM} + \varepsilon_{yy}q_0 - \frac{\gamma\omega}{c}\right) \left(q_{TM} + \varepsilon_{yy}q_0 + \frac{\gamma\omega}{c}\right) \cong 0, \quad (42)$$

$$\left(q_{TE} + \mu_{yy}q_0 - \frac{\gamma\omega}{c}\right) \left(q_{TE} + \mu_{yy}q_0 + \frac{\gamma\omega}{c}\right) \cong 0, \quad (43)$$

для $q_{TM,TE}d \ll 1$

$$k_{\perp}^2 - \mu_{xx}\varepsilon_{zz} \frac{\omega^2}{c^2} + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}q_0^2 + 2 \frac{q_0}{d} \cong 0, \quad (44)$$

$$k_{\perp}^2 - \mu_{zz}\varepsilon_{xx} \frac{\omega^2}{c^2} + \mu_{yy}\mu_{zz}q_0^2 + 2 \frac{q_0}{d} \cong 0. \quad (45)$$

Сравнение со спектром рассмотренных выше виртуальных поверхностных магнитных TE - и TM -поляритонов для полуограниченного антиферромагнетика показывает, что учет конечных размеров пластины не влияет на положение длинноволновой точки окончания спектра виртуальных поверхностных магнитных TE - и TM -поляритонов. Что же касается коротковолновой точки окончания рассматриваемого спектра поверхностных магнитных поляритонов TE - и TM -типа, то для нее можно получить точное выражение, поскольку в зависимости от типа электромагнитной волны она определяется условием $q_{TM} = 0$ или $q_{TE} = 0$. В результате имеем

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \left(-\frac{1}{\varepsilon_{yy}d} + \sqrt{\left(\frac{1}{\varepsilon_{yy}d}\right)^2 + \frac{\gamma^2\omega^2}{\varepsilon_{yy}^2d^2}}\right)^2, \\ k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \left(-\frac{1}{\mu_{yy}d} + \sqrt{\left(\frac{1}{\mu_{yy}d}\right)^2 + \frac{\gamma^2\omega^2}{\mu_{yy}^2d^2}}\right)^2. \quad (46)$$

Таким образом, смещение по сравнению со случаем антиферромагнитного полупространства ($d \rightarrow \infty$) коротковолновой точки окончания спектра виртуальных поверхностных магнитных поляритонов зависит от того, принадлежит ли рассматриваемая ветвь спектра частотному диапазону $\varepsilon_{yy} < 0$ (для TM -волны), $\mu_{yy} < 0$ (для TE -волны) или нет.

Считая частоту ω и волновое число k_{\perp} бегущей электромагнитной волны заданными внешними параметрами, можно проследить за тем, как изменяется число бегущих вдоль пластины поверхностных электромагнитных волны TM - или TE -типа в зависимости от ее толщины. Проведенный анализ показал, что если одновременно

$$k_{\perp}^2 \leq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\varepsilon_{yy}^2}\right) \quad \text{и} \quad q_0\varepsilon_{yy} < 0, \quad (47)$$

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

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

$$k_{\perp}^2 \geq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{\varepsilon_{yy}^2}\right) \quad \text{и} \quad q_0\varepsilon_{yy} \geq 0. \quad (48)$$

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

$$d_{cr}^{TM} \equiv \left|2q_0\varepsilon_{yy} \left[q_0^2\varepsilon_{yy}^2 - \frac{\gamma^2\omega^2}{c^2}\right]^{-1}\right|, \quad (49)$$

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

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

и одной ветви, когда одновременно

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

Если же $d < d_{cr}^{TM}$, то для ω и k_{\perp} , одновременно удовлетворяющих (50), возможно формирование только одной ветви в спектре поверхностных магнитных поляритонов TM -типа, а в случае (51) формирование рассматриваемого типа поверхностных поляритонов вообще невозможно. Для зависимости числа ветвей в спектре поверхностных TE -поляритонов от толщины антиферромагнитной пластины соотношения (47)–(51) и соответствующие им выводы остаются в силе при условии замены $\varepsilon_{yy} \rightarrow \mu_{yy}$. В частности, в этом случае выражение для эффективной толщины пластины примет вид

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

6. Заключение

Таким образом, в настоящей работе на основе анализа поляритонного спектра полуограниченного легкоосного (ось OZ) антиферромагнетика, находящегося во внешнем электрическом поле $\mathbf{E} \parallel OZ$, с учетом квадратичного магнитооптического взаимодействия показано следующее.

1) Если нормаль к границе раздела $\mathbf{n} \parallel OZ$, то на границе антиферромагнетик–идеальный немагнитный металл возможно формирование однопарциального поверхностного магнитного TM -поляритона, условия существования которого зависят не только от величины, но и от знака проекции внешнего электрического поля на направление \mathbf{n} . В обоих случаях спектр данного типа поверхностной поляритонной TM -волны не имеет коротковолновой точки окончания (относится к поверхностным поляритонам первого типа).

2) На границе раздела антиферромагнетик–вакуум с нормалью $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$ также имеет место формирование поверхностных магнитных поляритонов, причем не только TE -, но и TM -типа. Спектр каждого из этих типов поверхностных поляритонов обладает коротковолновой точкой окончания (относится к поверхностным поляритонам второго типа), а условия локализации существенно зависят от относительной ориентации векторов \mathbf{E} и \mathbf{n} .

3) В случае падения на границу раздела вакуум–легкоосный антиферромагнетик во внешнем электрическом поле, нормальном к границе раздела сред и параллельном легкой оси кристалла, объемной электромагнитной волны TM - или TE -типа соответствующий коэффициент прохождения будет иметь максимум, если частота и угол падения объемной электромагнитной волны будут одновременно удовлетворять закону дисперсии поверхностной электромагнитной волны соответствующего типа. Причем для падающей объемной волны TM -типа это закон дисперсии поверхностной поляритонной TM -волны, бегущей вдоль границы раздела легкоосный антиферромагнетик–идеальный немагнитный металл, а в случае падающей объемной волны TE -типа это закон дисперсии поверхностной поляритонной TE -волны, бегущей вдоль границы раздела легкоосный антиферромагнетик–диэлектрик с равной бесконечности магнитной проницаемостью.

4) В рамках метода неполного внутреннего отражения (геометрия Отто) для структуры немагнитный диэлектрик–вакуумная прослойка–легкоосный антиферромагнетик во внешнем электрическом поле, нормальном к границе раздела сред и параллельном легкой оси кристалла, коэффициент прохождения падающей объемной электромагнитной волны TM - или TE -типа будет иметь максимум, если ее частота и угол падения одновременно удовлетворяют закону дисперсии поверхностной электромагнитной волны соответствующего типа. Причем для падающей объемной волны TM -типа это закон дисперсии поверхностной поляритонной

TM -волны, бегущей вдоль границы раздела полуограниченный легкоосный антиферромагнетик–вакуумный слой–среда с диэлектрической проницаемостью, равной бесконечности (идеальный металл), а в случае падающей объемной волны TE -типа это закон дисперсии поверхностной поляритонной TE -волны, бегущей вдоль границы раздела легкоосный антиферромагнетик–диэлектрик–вакуумный слой–среда с магнитной проницаемостью, равной бесконечности.

5) В случае пластины легкоосного антиферромагнетика с $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{E} \parallel OZ$ число ветвей в спектре формирующихся поверхностных магнитных поляритонов как TM -, так и TE -типа зависит от толщины пластины и для заданной частоты и волнового числа может изменяться от двух до нуля.

Необходимо подчеркнуть, что в случае $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{E}$ система обладает цилиндрической симметрией, и поэтому отмеченные в настоящей работе особенности поверхностной поляритонной динамики ограниченного легкоосного антиферромагнитного кристалла будут справедливы при любом направлении распространения поляритонной волны TM - или TE -типа в плоскости с нормалью вдоль $\mathbf{n} \parallel \mathbf{l} \parallel \mathbf{E}$.

В работах [11–15] была проанализирована поверхностная динамика электродипольно-активных немагнитных кристаллов в параэлектрической и сегнетоэлектрической фазах во внешнем электрическом поле \mathbf{E} . При этом в качестве возможного механизма локализации электромагнитной волны был предложен инвариант вида

$$F_{me} = \gamma_d \left[\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right] \mathbf{P}. \quad (53)$$

Его существование не запрещено при любой симметрии среды, и в [13–15] он получил название динамического магнитоэлектрического взаимодействия. Проведенный нами анализ показал, что в магнитной среде аналогом динамического магнитоэлектрического взаимодействия является

$$F_{me} = \tilde{\gamma}_d \left[\mathbf{m} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right] \mathbf{E}. \quad (54)$$

Его учет в дополнение к (2), (3) приводит к тому, что во всех полученных выше с учетом квадратичного магнитооптического взаимодействия формулах следует сделать замену

$$\gamma \rightarrow \gamma + \tilde{\gamma}. \quad (55)$$

Однако уже в рассмотренном в настоящей работе частотном диапазоне ($\omega \ll g\delta M_0$) с хорошей степенью точности выполняется соотношение

$$\tilde{\gamma}/\gamma \ll 1. \quad (56)$$

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

Список литературы

- [1] K. Abraha, D.R. Tilley. Surf. Sci. Rep. **24**, 125 (1996).
- [2] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.В. Миллса. Наука, М. (1985). 526 с.
- [3] В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский. ЖЭТФ **94**, 268 (1988).
- [4] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **109**, 706 (1996).
- [5] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1985). 336 с.
- [6] А.С. Боровик-Романов, Н.М. Крейнес, А.А. Панков, М.А. Талалаев. ЖЭТФ **64**, 1762 (1973).
- [7] А.С. Савченко, С.В. Тарасенко. Опт. и спектр. **98**, 431 (2005).
- [8] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферро- и антиферро-магнетиках. Наука, М. (1973). 639 с.
- [9] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Наука, М. (1963). 224 с.
- [10] Л.М. Бреховских. Волны в слоистых средах. Наука, М. (1973). 343 с.
- [11] В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик. Препринт ИТФ № 87-121Р. Киев (1987). 20 с.
- [12] В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик. Препринт ИТФ № 87-88Р. Киев (1987). 17 с.
- [13] И.Е. Чупис. ФНТ **23**, 290 (1997).
- [14] И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй. Письма в ЖЭТФ **68**, 876 (1998).
- [15] И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй. ФНТ **24**, 1010 (1998).