

Новый тип поверхностных спиновых волн в магнитоэлектрическом кристалле

© С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 9 февраля 1998 г.
В окончательной редакции 22 июля 1998 г.)

На примере двухподрешеточной модели антиферромагнетика с линейным магнитоэлектрическим эффектом показано, что на границе раздела магнитоэлектрик–немагнитный металл или магнитоэлектрик–немагнитный диэлектрик возможно формирование нового типа поверхностной спиновой волны. Образование данного типа поверхностных магнонов обусловлено гибридизацией обменного и электродипольного механизмов спинового взаимодействия.

Анализу условий формирования и особенностей распространения поверхностных спиновых волн в ограниченных магнитоупорядоченных кристаллах посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ. При этом значительная часть проведенных исследований связана с изучением коротковолновой асимптотики спектра магнитных поляритонов ТЕ типа: магнитоэлектрических спиновых волн [1–4]. В связи с активным применением тонких магнитных пленок и многослойных магнитных структур в различных устройствах по обработке и хранению информации, в настоящее время особый интерес уделяется анализу условий распространения и формирования поверхностных магнитных поляритонов. Этот тип колебаний представляет собой, как известно, локализованную вблизи границы раздела сред электромагнитную волну, пространственная и временная структура которой одновременно удовлетворяет уравнениям Максвелла, материальным соотношениям и граничным условиям. В частности было показано, что в магнитных кристаллах на границе магнетик–вакуум возможно существование двух основных типов поверхностных магнитных ТЕ поляритонов. Условия их существования приведением для наиболее простого случая: тензор динамической магнитной проницаемости рассматриваемого магнетика $\hat{\mu}$ имеет диагональный вид, μ_{\parallel} и μ_{\perp} представляют собой главные значения этого тензора соответственно вдоль направления распространения электромагнитной ТЕ волны (\mathbf{k}_{\perp}) и вдоль нормали к поверхности магнетика. Если k_{\perp} — волновое число, а ω — частота распространяющейся вдоль поверхности магнетика электромагнитной ТЕ волны, то необходимым условием формирования поверхностного ТЕ поляритона является выполнение одного из соотношений

$$\mu_{\parallel} < 0, \quad \mu_{\perp} < 0; \quad (1)$$

$$\mu_{\perp} < 0, \quad \mu_{\parallel} > \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega^2}. \quad (2)$$

Здесь c — скорость света в вакууме.

В зависимости от того, какое из условий (1) или (2) выполнено, считается, что на границе раздела магнетик–вакуум имеет место формирование поверхностного маг-

нитного ТЕ поляритона соответственно первого или второго типа.

Важной особенностью поляритонов второго типа является то, что их спектр имеет точку окончания и, следовательно, этот тип локализованных электромагнитных возбуждений не существует в квазистатическом пределе ($\omega/c \rightarrow 0$). Спектр поляритонов первого типа (1) может быть изучен и без учета эффектов электромагнитного запаздывания ($c < \infty$). Использование этого обстоятельства позволило в целом ряде работ исследовать условия формирования поверхностных магнитных ТЕ поляритонов первого типа на основе анализа их коротковолновой асимптотики: магнитоэлектрических спиновых волн [5]. Естественно, что в силу принципа перестановочной двойственности аналогичная структура спектра будет иметь место и для поверхностных магнитных поляритонов ТМ типа. Однако для формирования этого класса магнитных поляритонов необходимо, чтобы среди нормальных спин-волновых колебаний рассматриваемого неограниченного магнетика существовали такие моды однородных магнитных колебаний, которые нечетны относительно инверсии и, следовательно, электродипольноактивны. Примерами таких кристаллов могут служить центросимметричные кристаллы с магнитными ионами в нецентросимметричных позициях (например, гематит, ферриты-гранаты, ферриты-шпинели, ортоферриты и т.д.). Подробный анализ спектра как объемных, так и поверхностных возбуждений в таких магнетиках был проведен в работах [6–8]. Найденные типы поляритонных возбуждений явились результатом гибридизации электромагнитной волны ТМ типа (Н-волны) и электродипольно-активной моды спектра обменных магнитных колебаний кристалла.

Обнаружение большой величины магнитоэлектрической восприимчивости в фосфате тербия [9] в значительной мере стимулировало дальнейшие интенсивные исследования эффектов магнитоэлектрического взаимодействия в резонансных свойствах магнитоупорядоченных кристаллов. В последовавших за [9] теоретических работах было показано, что магнитоэлектрическое взаимодействие может существенно влиять как на магнитоупругую [10,11], так и на поляритонную [12] динамику огра-

нических магнетиков с участием акустических магнонов. В частности, из результатов работы [12] следует, что для тетрагонального антиферромагнетика со структурой $4_z^+ 2_x^- 1^-$ магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к формированию ранее не исследованных поверхностных магнитных ТМ поляритонов как первого, так и второго типа. При этом в отличие от [7] существование этих локализованных электромагнитных возбуждений в магнетике связано с тем, что в данном классе кристаллов нечетной относительно инверсии (электродипольноактивной) является акустическая мода магнонного спектра магнетика. Особенностью спектра найденного типа поверхностных магнитных поляритонов являются 1) невзаимность их спектра ($\omega(\mathbf{k}_\perp) \neq \omega(-\mathbf{k}_\perp)$), 2) возможность превращения поверхностной Н-волны первого типа в виртуальную поверхностную ТМ волну. Однако все до сих пор проведенные исследования, связанные с изучением эффектов магнитоэлектрического взаимодействия в динамике магнитоупорядоченных кристаллов, обладали весьма существенным ограничением: в них при расчетах пренебрегалось пространственной дисперсией магнитной среды, индуцированной неоднородным обменным взаимодействием. В [12] в соответствии с результатами работы [13] было только отмечено, что пространственная дисперсия магнитной среды может привести к неприменимости макроскопического подхода: $ak_\perp \ll 1$ (a — постоянная решетки, \mathbf{k}_\perp — волновой вектор бегущего вдоль поверхности магнетика поляритонного возбуждения) для описания поляритонной динамики магнитного кристалла. Однако в работе [14] на примере полуграниченного легкоосного ферромагнетика было показано, что одновременный учет магнитодипольного и неоднородного обменного взаимодействия позволяет определить условия формирования нового типа распространяющейся поверхностной ЕН волны. Этот тип локализованных возбуждений в пренебрежении электромагнитным запаздыванием представляет собой обобщенную поверхностную спиновую волну (квадрат нормальной к поверхности магнетика компоненты волнового вектора является комплексной величиной).

Позднее, в [15], также в квазистатическом пределе аналогичный результат для медленной поверхностной ТЕ волны был получен в модели легкоосного антиферромагнетика при $\omega/c \rightarrow 0$. Физическим механизмом формирования данного типа локализованных возбуждений является связывание в присутствии квазидвумерного дефекта (поверхности магнетика) электромагнитной ТЕ волны и нормальной магнитодипольноактивной спиновой моды.

Необходимо отметить, что все вышеизложенные результаты были получены для границы раздела магнетик–немагнитный диэлектрик, поскольку, как нетрудно убедиться, металлизация поверхности кристалла приводит в магнетике с диагональным видом тензора высокочастотной магнитной проницаемости $\hat{\mu}(\mu, \mathbf{k}_\perp)$ к делокализации всех вышеперечисленных типов поверхностных магнитных ТЕ поляритонов.

В данной работе показано, что наличие неоднородного обменного и магнитоэлектрического взаимодействия может приводить как на границе раздела металл–магнитоэлектрик, так и на границе немагнитный диэлектрик–магнитоэлектрик к формированию ранее неизвестного класса распространяющихся поверхностных магнитных поляритонов ТМ типа. Коротковолновая асимптотика этого типа магнитных поляритонов представляет собой новый тип поверхностной дипольно-обменной спиновой волны.

1. Основные соотношения

Следуя [12], в качестве примера магнитоэлектрической среды рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель антиферромагнетика. Плотность энергии как функцию векторов ферромагнетизма \mathbf{m} и антиферромагнетизма \mathbf{l} можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Phi &= F + F_{\text{me}}, \\ F &= M_0^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{\beta}{2} l_z^2 - \mathbf{m} \mathbf{H} + F_{\text{me}} \right\} \\ &+ \frac{\varkappa}{2} P_z^2 + \frac{\varkappa_\perp}{2} \mathbf{P}_\perp^2 - \mathbf{P} \mathbf{E}, \\ \mathbf{m} &= \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \end{aligned} \quad (3)$$

где δ , α и β — соответственно константы однородного, неоднородного межподрешеточного обмена и анизотропии, \mathbf{E} и \mathbf{H} — соответственно электрическое и магнитное поле, \mathbf{P} — вектор электрической поляризации, \varkappa_\perp , \varkappa — обратные диэлектрические восприимчивости.

Энергия магнитоэлектрического взаимодействия в (3), как известно [10–12], может быть представлена в виде

$$F_{\text{me}} = \gamma_{\alpha\beta\gamma} m_\alpha l_\beta P_\gamma, \quad (4)$$

где $\hat{\gamma}$ — тензор магнитоэлектрических констант.

Динамические свойства рассматриваемой системы в рамках феноменологической теории описываются с помощью системы связанных векторных уравнений ($\mathbf{H}_j = \delta H / \delta \mathbf{j}$, ($\mathbf{j} = \mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{P}$))

$$\begin{aligned} (2/gM_0) \mathbf{m}_t &= [\mathbf{m} \mathbf{H}_m] + [\mathbf{l} \mathbf{H}_l], & (2/gM_0) \mathbf{l}_t &= [\mathbf{l} \mathbf{H}_m] + [\mathbf{m} \mathbf{H}_l], \\ f \mathbf{P}_t &= \mathbf{H}_P, \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, & \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \text{div } \mathbf{D} &= 0, & \text{div } \mathbf{B} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь g — гиромангнитное отношение. Если считать, что $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \cong 1$ (малость релятивистских взаимодействий по сравнению с межподрешеточным обменом), то в случае, когда частота колебаний рассматриваемой системы удовлетворяет условию

$$\omega \ll \min \{ g\delta M_0, (\varkappa_\perp/f)^{1/2}, (\varkappa/f)^{1/2} \}, \quad (6)$$

можно исключить из рассмотрения векторы \mathbf{m} и \mathbf{P} . В результате уравнения, описывающие динамику магнито-

электрика в приближении (6), могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} & \alpha \left[\mathbf{l} \left(1 - \frac{1}{c^2} \mathbf{l}_r - \frac{\partial W a}{\partial \mathbf{l}} \right) \right] - \frac{8}{\delta \omega_s} (\mathbf{H}) \mathbf{l}_r - \frac{4}{\delta} (\mathbf{H}) [\mathbf{H}] \\ & + \frac{2}{\delta \omega_s} \{ \hat{\varepsilon} \mathbf{l} \hat{\gamma} \mathbf{P} \hat{\varepsilon} \mathbf{l}_r + 2(\mathbf{G} \mathbf{P}) \mathbf{l}_r + \mathbf{l} \hat{\gamma} \mathbf{P} \mathbf{l}_r - \hat{\gamma} \mathbf{P} \mathbf{l}_r \} \\ & + \frac{2}{\delta} \hat{\varepsilon} \mathbf{l} \{ (\mathbf{H}) (\hat{\gamma} \mathbf{P} \mathbf{l}) + \mathbf{H} (\mathbf{G} \mathbf{P}) - \hat{\gamma} \mathbf{P} \mathbf{H} \} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\Gamma_\alpha \equiv \gamma_{\alpha\beta\gamma} l_\beta l_\gamma$, $\omega_s = gM_0$, $\hat{\varepsilon}$ — единичный антисимметричный тензор. Входящие в уравнения Максвелла векторы \mathbf{m} и \mathbf{P} в приближении (6) следующим образом связаны с компонентами вектора антиферромагнетизма \mathbf{l}

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \left\{ \frac{2}{\delta \omega_s} [\mathbf{l}_r] + \frac{2}{\delta} (\mathbf{H} - \mathbf{l}(\mathbf{H})) \right\} + \frac{2}{\delta \omega_s} \{ \mathbf{l}(\mathbf{G} \mathbf{P}) - \hat{\gamma} \mathbf{P} \}, \\ \mathbf{P} &= (\hat{\varepsilon})^{-1} (\mathbf{E} - \hat{\gamma} \mathbf{m}). \end{aligned} \quad (8)$$

Тензор \varkappa имеет следующие ненулевые компоненты: $\varkappa_{xx} = \varkappa_{yy} = \varkappa_{\perp}$; $\varkappa_{zz} = \varkappa$.

Таким образом, в низкочастотном пределе (6) система динамических уравнений, определяющая взаимодействие электромагнитной и спиновой подсистем магнитоэлектрика, связывает между собой только компоненты векторов \mathbf{l} , \mathbf{H} и \mathbf{E} . Такая редуцированная система справедлива при произвольной величине отклонения вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} от равновесной ориентации.

Поскольку в данной работе нас интересует поверхностная динамика магнитоэлектрика, то указанную систему динамических уравнений необходимо дополнить соответствующими граничными условиями.

Будем считать, что поверхность магнетика металлизирована, поскольку, как уже отмечалось выше, в этом случае в негиротропном кристалле ни один из найденных ранее типов поверхностных магнитных поляритонов, относящихся как к E-, так и к H-волнам, не существует (внешнее магнитное и электрическое поле считается равным нулю).

Если магнитная среда занимает собой полупространство $\xi < 0$ (где ξ — координата вдоль нормали к границе раздела магнитной и немагнитной сред n), то для кристалла, поверхность которого металлизирована, а магнитные моменты полностью незакреплены (частный случай условия Радо–Уиртмена), имеют место следующие граничные условия:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{l}}}{\partial \xi} = 0, \quad \mathbf{E}_\tau = 0, \quad \xi = 0. \quad (9)$$

Здесь $\tilde{\mathbf{l}}$ описывает малые колебания вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} около равновесной ориентации, \mathbf{E}_τ — тангенциальная составляющая электрического поля \mathbf{E} в магнетике.

Поскольку в данной работе анализируются возбуждения, локализованные вблизи границы раздела сред ($\xi = 0$), то помимо (9) должны быть также выполнены и условия

$$|\tilde{\mathbf{l}}| \rightarrow 0, \quad |\mathbf{E}_\tau| \rightarrow 0, \quad \xi \rightarrow -\infty. \quad (10)$$

Как показывает расчет, в рассматриваемой модели антиферромагнетика возможна реализация одной из двух равновесных магнитных конфигураций: легкоосной ($\mathbf{l} \parallel OZ$) и легкоплоскостной ($\mathbf{l} \perp OZ$) [10,11].

Рассмотрим ту же геометрию распространения электромагнитной волны и равновесную магнитную конфигурацию, что были ранее изучены в работе [12] в пренебрежении неоднородным обменным взаимодействием: легкоосную фазу ($\mathbf{l} \parallel OZ$, $|\mathbf{M}| = |\mathbf{P}| = 0$) тетрагонального АФМ $4_{2d}^{\pm} 2_x^{-} 1^{-}$, а в качестве плоскости распространения электромагнитной волны — плоскость XZ . Будем считать, что нормаль к поверхности антиферромагнетика совпадает с одной из декартовых осей координат (т. е. при $\mathbf{k} \in XZ$ возможно $\mathbf{n} \parallel OZ$ или $\mathbf{n} \parallel OX$). Расчет показывает, что уравнение Френеля для спектра объемных нормальных поляритонов рассматриваемой неограниченной магнитной среды с учетом неоднородного обменного взаимодействия факторизуется. В результате в выбранной геометрии имеет место независимое распространение ТЕ и ТМ волны (см. также [12]).

Поскольку, как показывает расчет, для выбранных граничных условий локализация поляритонной моды ТЕ типа вблизи металлизированной поверхности магнетика невозможна ни с учетом, ни без учета неоднородного обменного взаимодействия, то в дальнейшем мы ее рассматривать не будем. Что же касается случая ТМ волны, то, как сказано в начале статьи, условия ее локализации вблизи поверхности магнитоэлектрика $\xi = 0$ с граничными условиями (9), (10) будем исследовать в квазистатическом пределе $\omega/c \rightarrow \infty$. В этом случае для неограниченного магнитоэлектрика (3) связь между частотой и волновым вектором исследуемого магнитного поляритона ТМ типа (дипольно-обменной спиновой волны) при $\mathbf{k} \in XZ$ определяется соотношением

$$\begin{aligned} \omega^2 &= (\omega_0^2 + s^2 \mathbf{k}^2) \left(1 - \frac{\varepsilon k_x^2}{k_z^2 + b k_x^2} \right)^{-1}, \\ b &\equiv \left(1 + 4\pi \varkappa_{\perp}^{-1} + 8\pi \frac{\gamma^2 \varkappa_{\perp}^{-2}}{\delta} \right) (1 + 4\pi \varkappa^{-1})^{-1}, \\ \varepsilon &\equiv \frac{8\pi \gamma^2 \varkappa_{\perp}^{-2}}{\delta (1 + 4\pi \varkappa^{-1})}, \quad s^2 = \frac{\alpha \delta \omega_s^2}{4}. \end{aligned} \quad (11)$$

В качестве примера рассмотрим две относительные ориентации вектора нормали к поверхности магнетика \mathbf{n} : $\mathbf{n} \parallel OZ$ и $\mathbf{n} \parallel OX$. Из (11) следует, что в этом случае соответствующее характеристическое уравнение может быть представлено в виде ($\tilde{\omega}_0^2 \equiv \omega_0^2 + s^2 k_{\perp}^2$)

$$q^4 - P_1 q^2 + P_2 = 0, \quad \mathbf{n} \parallel OZ, \quad (12)$$

$$P_1 = \frac{\tilde{\omega}_0^2 + s^2 k_\perp^2 b - \omega^2}{s^2}, \quad P_2 = \left(\frac{\tilde{\omega}_0^2 - \omega^2 (b - \varepsilon)}{s^2} \right) k_\perp^2;$$

$$q^4 - P_1 q^2 + P_2 = 0, \quad n \parallel OX,$$

$$P_1 = \frac{b \tilde{\omega}_0^2 + s^2 k_\perp^2 - \omega^2 (b - \varepsilon)}{s^2 b},$$

$$P_2 = \left(\frac{\tilde{\omega}_0^2 - \omega^2}{s^2 b} \right) k_\perp^2. \quad (13)$$

Таким образом, из (11) следует, что как при $\mathbf{n} \parallel OX$, так и при $\mathbf{n} \parallel OZ$ распространяющаяся вдоль поверхности рассматриваемого магнетика (3) поляритонная волна при учете пространственной дисперсии представляет собой в электродипольном приближении ($\omega/c \rightarrow 0$) возбуждение двухпарциального типа. В результате пространственная структура, например, скалярного потенциала электрического поля ψ ($E \equiv \text{grad } \psi$) может быть представлена в виде (\mathbf{k}_\perp — волновой вектор рассматриваемых колебаний вдоль направления распространения спиновой волны определяемого вектором \mathbf{r}_\perp ($\mathbf{r}_\perp \perp \mathbf{n}$))

$$\psi = \sum_{j=1}^2 A_j \exp(q_j \xi) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp). \quad (14)$$

Здесь $q^2 \equiv -(\mathbf{k}\mathbf{n})^2$, $q_{1,2}$ определяются из (12), (13) как функции внешних параметров: частоты колебаний ω и волнового числа k_\perp .

Таким образом, пользуясь (12)–(14), можно классифицировать возможные типы распространяющихся дипольно-обменных поверхностных спиновых волн в зависимости от характера их локализации вблизи поверхности магнитоэлектрического кристалла (3).

2. Классификация возможных типов поверхностных дипольно-обменных спиновых волн

Анализ (12)–(14) показывает, что формирование двухпарциальных поверхностных ($q_1^2 > 0$, $q_2^2 > 0$) спиновых волн в рассматриваемой среде имеет место при ($b_* \equiv b/(b - \varepsilon)$)

$$\omega_+^2(k_\perp) < \omega^2 < \tilde{\omega}_0^2 b_*, \quad k_\perp^2 > k_*^2$$

или

$$\omega_-^2(k_\perp) > \omega^2, \quad k_\perp \leq \omega_-(0)/s$$

для $\mathbf{n} \parallel OZ$;

$$\omega_\pm^2(k_\perp) \equiv \frac{N_1}{2} \pm \left(\left(\frac{N_1}{2} \right)^2 - N_2 \right)^{1/2}, \quad k_*^2 = \frac{\omega_0^2 \varepsilon}{s^2 b},$$

$$N_1 = 2[\tilde{\omega}_0^2 + s^2 b k_\perp^2] - 4s^2 k_\perp^2 (b - \varepsilon),$$

$$N_2 = [\tilde{\omega}_0^2 + s^2 b k_\perp^2]^2 - 4s^2 k_\perp^2 \tilde{\omega}_0^2 b, \quad (15)$$

$$\tilde{\omega}_0^2 \geq \omega^2 \quad (16)$$

для $\mathbf{n} \parallel OX$.

Если частота ω и волновое число k_\perp нормальной электродипольно активной моды спектра магнитных колебаний рассматриваемого неограниченного магнетика удовлетворяют соотношениям

$$\tilde{\omega}_0^2 b_* \leq \omega^2, \quad \mathbf{n} \parallel OZ, \quad (17)$$

$$\tilde{\omega}_0^2 < \omega^2, \quad \mathbf{n} \parallel OX, \quad (18)$$

то вблизи границы этого магнетика возможно формирование двухпарциальной псевдоповерхностной ($q_1^2 > 0$, $q_2^2 < 0$) дипольно-обменной спиновой волны.

Область параметров ω и k_\perp , определяемая при $\mathbf{n} \parallel OZ$ соотношениями

$$\omega_-^2(k_\perp) \leq \omega^2 \leq \omega_+^2(k_\perp), \quad (19)$$

отвечает формированию в рассматриваемой магнитной среде двухпарциальной обобщенной ($\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$; $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$) поверхностной спиновой волны.

Наконец, при $\mathbf{n} \parallel OZ$ и

$$\omega_+^2(k_\perp) < \omega^2 < \tilde{\omega}_0^2 b_*, \quad k_\perp < k_*, \quad (20)$$

вдоль выбранной поверхности рассматриваемого магнетика возможно распространение двухпарциального объемного поляритона ТМ типа ($q_{1,2}^2 < 0$).

Таким образом, из результатов проведенного анализа следует, что при $\mathbf{k} \in XZ$ для локализации вблизи поверхности магнетика (3) электродипольноактивной моды спектра нормальных колебаний рассматриваемого магнетика в случае $\mathbf{n} \parallel OZ$ необходимо, чтобы частота поляритона ω и его волновое число k_\perp удовлетворяли одному из соотношений (15), (19), а в случае $\mathbf{n} \parallel OX$ — соотношению (16). Однако это является только необходимым условием для локализации вблизи поверхности магнетика рассматриваемого типа электромагнитной волны. Соответствующее дисперсионное соотношение для спектра поверхностной волны определяется как условие существования нетривиального решения системы граничных условий (9), (10), решенной относительно неизвестных парциальных амплитуд $A_{1,2}$ (12).

3. Новый тип поверхностной дипольно-обменной спиновой волны

Соответствующий расчет для каждой из двух рассмотренных выше ориентаций нормали к границе магнетика n показывает, что для $\mathbf{k} \in XZ$ формирование в условиях (14)–(20) нового типа поверхностного магнитного поляритона ТМ типа, распространяющегося вдоль металлизированной поверхности исследуемого магнетика, возможно только при $\mathbf{n} \parallel OZ$. Спектр этого поверхностного возбуждения в квазистатическом пределе (дипольно-обменная поверхностная спиновая волна) при произвольной величине волнового числа k_\perp может быть

найден в явном виде

$$\Omega^2 = \tilde{\omega}_0^2 b_* - \left\{ \frac{sk_{\perp}}{2} (b - \varepsilon)^{1/2} - \left[\tilde{\omega}_0^2 (b_* - 1) + \frac{s^2 k_{\perp}^2 (b - \varepsilon)}{4} \right]^{1/2} \right\}^2. \quad (21)$$

Сопоставление найденного дисперсионного соотношения и соотношений (12)–(19) показывает, что при $k_{\perp} < k_{**}$, где k_{**} определяется из уравнения

$$\omega_+^2(k_{**}) = \omega_0^2 + s^2 k_{**}^2, \quad (22)$$

дисперсионное соотношение (21) соответствует распространяющемуся обобщенному поверхностному магнитному поляритону ТМ типа ($\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$, $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$). При $k_{\perp} = k_{**}$ дисперсионная кривая, определяемая (21), плавно переходит в дисперсионную кривую для распространяющегося при $k_{\perp} > k_{**}$ ТМ типа двухпарциального поверхностного ($q_1^2 > 0$, $q_2^2 > 0$) магнитного поляритона.

Если ввести обозначения $q_{1,2} = q_r \pm iq_i$ ($q_i \neq 0$ при $\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$, $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$), то из (12)–(19) следует, что для исследуемого поверхностного магнитного ТМ поляритона (21) при $\omega = \Omega$

$$q_r^2 = \frac{1}{2} \left(P_2^{1/2} + \frac{P_1}{2} \right),$$

$$q_i^2 = \frac{1}{2} \left(P_2^{1/2} - \frac{P_1}{2} \right). \quad (23)$$

Анализ показывает, что данный тип поверхностного магнитного поляритона не реализуется без учета неоднородного обменного взаимодействия. В квазистатическом ($\omega/c \rightarrow 0$) пределе рассмотренный выше спектр поверхностного магнитного ТМ поляритона (21) представляет собой новый тип двухпарциальной обобщенной поверхностной спиновой волны при $k_{\perp} < k_{**}$ или двухпарциальной поверхностной спиновой волны при $k_{\perp} > k_{**}$. В отличие от ранее известных типов дипольно-обменных поверхностных спин-волновых возбуждений [14,15] данный тип поверхностных магнонов является результатом гибридизации в присутствии квазидвумерного дефекта (поверхности кристалла) обменного и электродипольного механизмов спин-спинового взаимодействия. Несложно убедиться, что на границе раздела магнетик–немагнитный металл поверхностные дипольно-обменные магноны, рассмотренные в [14,15], не реализуются.

Металлизация поверхности магнитоэлектрика не является обязательным условием для существования рассматриваемого в данной работе поверхностного магнитного поляритона ТМ типа. Если магнетик граничит с немагнитной диэлектрической средой, то тогда на поверхности магнитоэлектрика с $\mathbf{n} \parallel OZ$ и полностью свободными спинами должна быть выполнена следующая система граничных условий (индекс ν относится к немагнитной

среде):

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{I}}}{\partial z} = 0, \quad \mathbf{Dn} = \mathbf{E}_{\nu} \mathbf{n}, \quad \mathbf{E}_{\tau} = (\mathbf{E}_{\nu})_{\tau}, \quad z = 0;$$

$$|\mathbf{E}_{\nu}| \rightarrow 0, \quad z \rightarrow \infty, \quad (24)$$

где $\mathbf{D} \equiv \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ — вектор индукции.

Если по-прежнему $\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{n} \parallel OZ$, то соответствующее дисперсионное соотношение, определяющее спектр поверхностного ТМ поляритона на границе раздела ($z = 0$) магнитоэлектрика (3) и немагнитной диэлектрической среды (диэлектрическая проницаемость равна единице), может быть с учетом (12)–(14) представлено в виде

$$rk_{\perp} (q_1^2 + q_2^2 + q_1 q_2 - bk_{\perp}^2) + q_1 q_2 (q_1 + q_2) = 0,$$

$$r \equiv \left(1 + \frac{4\pi}{\varepsilon} \right)^{-1}. \quad (25)$$

Теперь уже не удастся получить решение для спектра рассматриваемой дипольно-обменной поверхностной волны в явном виде при произвольной величине k_{\perp} . В коротковолновом пределе $k_{\perp} \gg k_*$ выражение для закона дисперсии исследуемого поверхностного магнитного ТМ поляритона может быть получено из (25) в виде

$$\Omega^2 \cong \tilde{\omega}_0^2 b_* - \left(\frac{(b_* - 1) \tilde{\omega}_0^2 r}{sk_{\perp} (r + b^{1/2}) (b - \varepsilon)^{1/2}} \right)^2. \quad (26)$$

Сопоставляя (26) с соотношениями (12), несложно убедиться, что выражение (26) определяет коротковолновую асимптотику закона дисперсии поверхностного ($q_{1,2}^2 > 0$) магнитного ТМ поляритона, распространяющегося вдоль границы раздела магнитной и немагнитной диэлектрических сред.

Необходимо отметить, что в работе [15] было показано, что в этой же геометрии ($\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{n} \parallel OZ$, спины при $z = 0$ полностью свободны) вдоль границы раздела антиферромагнитный диэлектрик–немагнитный диэлектрик имеет место распространение поверхностной дипольно-обменной волны, которая представляет собой магнитостатический предел магнитного ТЕ поляритона.

Таким образом, в рассматриваемой геометрии задачи вдоль границы раздела магнитоэлектрик–немагнитный диэлектрик имеет место независимое распространение двух типов поверхностных магнитных поляритонов: ТМ и ТЕ типа. Для магнитоэлектрика (3) при $\mathbf{k} \in XZ$ структуру магнитного поляритона ТМ типа определяют ненулевые связанные колебания \tilde{l}_x , \tilde{m}_y , E_x , E_z , H_y , а структуру магнитного поляритона ТЕ типа ненулевые значения \tilde{l}_y , \tilde{m}_x , E_y , H_z , H_x .

4. Критерий существования дипольно-обменной поверхностной спиновой волны

Несомненный интерес представляет вопрос о критерии, которому должен удовлетворять спектр нормальной электромагнитной Н-волны в магнетике, чтобы вблизи

его поверхности с граничными условиями (9), (10) имело место формирование из этой волны найденного выше типа поверхностного магнитного поляритона. Из кристаллооптики [16] известно, что форма поверхности волновых векторов нормальной моды спектра колебаний неограниченного кристалла является важной характеристикой особенностей взаимодействия этой моды с границей кристалла. В данном случае, как следует из (11), в квазистатическом пределе $\omega/c \rightarrow 0$, в \mathbf{k} -пространстве сечение такой поверхности плоскостью распространения исследуемой волны (XZ) определяется уравнением вида ($\operatorname{tg} \vartheta = k_x/k_z$):

$$\omega^2 \left(1 - \frac{\varepsilon \sin^2 \vartheta}{\cos^2 \vartheta + b \sin^2 \vartheta} \right) - \omega_0^2 = s^2 k^2. \quad (27)$$

Из (27) следует, что при выполнении условия

$$\omega^2 < \frac{\omega_0^2 b b_*}{1 + b - b_*} \quad (28)$$

на исследуемой кривой (27) имеет место формирование участков с отрицательной кривизной, максимум которой достигается при $\vartheta = \pi/2$. Сопоставляя этот результат с условиями существования найденного выше типа поверхностного магнитного поляритона, можно сделать вывод, что наличие участка с отрицательной кривизной на кривой, определяемой сечением поверхности волновых векторов рассматриваемого типа нормальной волны неограниченного магнетика, является необходимым условием для конденсации этого типа нормального колебания в соответствующую поверхностную волну. При этом необходимо, чтобы направление нормали к поверхности магнетика \mathbf{n} было перпендикулярно направлению, в котором имеет место формирование указанного участка с максимальной отрицательной кривизной.

Анализ показывает, что указанный критерий выполняется не только для магнитных ТМ поляритонов, но также и в случае поверхностного магнитного ТЕ поляритона, рассмотренного в работах [14,15] для нормально намагниченного легкоосного ферромагнетика или антиферромагнетика с легкой осью, перпендикулярной поверхности кристалла.

Таким образом, в данной работе на основе анализа коротковолновой асимптотики поляритонного спектра магнитоэлектрика показано, что 1) последовательный учет пространственной дисперсии магнитной среды (порожденной неоднородным обменным взаимодействием) приводит к локализации как на границе магнитоэлектрик–металл, так и на границе магнитоэлектрик–диэлектрик медленной электромагнитной Н-волны и формированию нового типа поверхностного магнитного ТМ поляритона (поверхностной дипольно-обменной спиновой волны); 2) данный тип поверхностных возбуждений является результатом гибридизации в присутствии квазидвумерного дефекта (поверхности кристалла) спиновой и электромагнитной мод спектра нормальных

колебаний неограниченного магнитоэлектрика; 3) существует взаимнооднозначное соответствие между локальной геометрией изочастотной поверхности нормальной поляритонной моды неограниченного магнетика и условиями формирования найденного типа поверхностного магнитного поляритона как ТМ, так и ТЕ типа.

В соответствии с результатами работ [10–12] к числу кристаллов, для которых возможно формирование вышеуказанного типа поверхностного магнитного поляритона, могут быть отнесены в частности трирутилы [17] или редкоземельные фосфаты [9].

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.Л. Богданову, И.Л. Любчанскому и Т.Н. Тарасенко за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] M.G. Cottam, D.R. Tilley. Introduction to surface and superlattice excitations. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989).
- [2] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. Магностатические волны в электронике сверхвысоких частот. Изд-во Саратов. ун-та, Саратов (1993). 311 с.
- [3] С.Е. Patton. Phys. Rep. **103**, 5, 251 (1984).
- [4] Г.А. Вугальтер, И.А. Гишинский. Изв. вузов. Радиофизика **32**, 10, 1187 (1987).
- [5] М.И. Каганов, Н.Б. Пустыльник, Т.И. Шалаева. УФН **167**, 2, 191 (1997).
- [6] В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский. ЖЭТФ **94**, 9, 268 (1988).
- [7] В.Н. Криворучко, Т.Е. Примак. ФТТ **33**, 11, 3201 (1991).
- [8] С.Б. Борисов, И.Л. Любчанский. Опт. и спектр. **80**, 4, 691 (1996).
- [9] S. Bluck, H.G. Kahle. J. Phys. **C21**, 5193 (1988).
- [10] Е.А. Туров. ЖЭТФ **104**, 9, 3886 (1996).
- [11] Е.А. Туров, В.В. Меньшенин, В.В. Николаев. ЖЭТФ **104**, 10, 4157 (1993).
- [12] В.Л. Бучельников, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **109**, 2, 706 (1996).
- [13] М.И. Каганов, Г.И. Шалаева. ЖЭТФ **96**, 10, 2185 (1989).
- [14] R.E. De Wames, T.J. Wolfram. J. Appl. Phys. **41**, 987 (1970).
- [15] Б.А. Иванов, В.Ф. Лапченко, А.Л. Сукстанский. ФТТ **27**, 1, 173 (1985).
- [16] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1979). 639 с.
- [17] A.H. Cook, S.J. Swithenby, M.R. Wells. Int. J. Magn. **4**, 309 (1973).