

Поляритоны в сегнетомагнетике $TbMnO_3$ на границе с металлом в магнитном поле

И.Е. Чупис

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: chupis@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 1 июля 2011 г., после переработки 27 сентября 2011 г.

Проанализирован спектр поверхностных поляритонов антиферромагнетика со спиральной магнитной структурой и спин-индуцированной электрической поляризацией на границе с металлом в присутствии магнитного поля. Рассмотрение проведено на примере манганита $TbMnO_3$ в сегнетомагнитной и параэлектрической фазах. Полученный спектр характеризуется сильной невязимостью и существенно зависит как от направления магнитного поля и спонтанной электрической поляризации, так и от отношения их величин. Оценки для $TbMnO_3$ показывают, что сильная невязимость, когда поляритон с данной частотой распространяется только в одну сторону, может быть создана магнитным полем порядка нескольких килоэрстед.

Проаналізовано спектр поверхневих поляритонів у антиферомагнетику із спіральною магнітною структурою та спин-індукованою електричною поляризацією на межі з металом у присутності магнітного поля. Розгляд проведено на прикладі манганіта $TbMnO_3$ у сегнетомагнітній та параелектричній фазах. Одержаний спектр характеризується сильною невяземністю та істотно залежить як від напрямків магнітного поля та спонтанної електричної поляризації, так і відношення їх величин. Оцінки для $TbMnO_3$ показують, що сильна невяземність, коли поляритон з даною частотою розповсюджується лише в один бік, може бути створена магнітним полем порядку кількох кілоерстед.

PACS: 75.85.+t Магнитоэлектрические эффекты, мультиферроики;
78.20.Ls Магнитооптические эффекты.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, антиферромагнетик, электрическая поляризация, электромагноны, поляритоны, модулированные структуры.

Введение

Поверхностными поляритонами принято называть электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы среды и взаимодействующие с ее элементарными возбуждениями. В окрестности оптических фоновых частот это гибридная электромагнитно-фононная волна (фононный поляритон) [1], на частотах спиновых возбуждений — магнонный поляритон [2], на плазменных электронных частотах в металлах и полупроводниках — плазмонный поляритон [1] и т.п. В антиферромагнитных (АФ) кристаллах, симметрия которых допускает линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект, спектр поляритонов становится невязимым, т.е. $\omega(-\mathbf{q}) \neq \omega(\mathbf{q})$, где \mathbf{q} — волновой вектор [3–5]. Невязимость в поляритонном спектре возникает и в присутствии внешнего магнитного поля. Влия-

ние внешнего магнитного поля на поверхностные поляритоны в металлах и полупроводниках, где имеются свободные электроны, активно изучалось как теоретически, так и экспериментально (см., например, [1]).

В диэлектриках влияние электрического и магнитного полей на поляритоны рассматривалось в работах [6–12]. Воздействие магнитного поля на электрическую поляризацию \mathbf{P} описывалось скалярной релятивистской динамической МЭ энергией вида [6]

$$W_{\text{int}} = \frac{V_c}{mc} \mathbf{P} \cdot [\mathbf{P}\mathbf{H}], \quad (1)$$

которая является энергией взаимодействия электрической поляризации с эффективным электрическим полем $\mathbf{E}_{\text{eff}} = -(1/c)[\mathbf{v}\mathbf{H}]$, возникающем при движении заряда со скоростью \mathbf{v} в магнитном поле \mathbf{H} (c — ско-

рость света). Вектор $\mathbf{P} = mv / V_c$ — плотность момента, m — масса заряда, V_c — объем элементарной ячейки. Электрическая поляризация имеет как ионную, так и электронную составляющие. Поскольку эта энергия является скаляром, она присутствует в кристаллах любой симметрии. Указанная МЭ энергия имеет релятивистское происхождения и является малой. Однако в случае контакта диэлектрика с металлом поверхностные поляритоны в диэлектрике обладают сильной невязанностью [9–12]. Известно, что поверхностные поляритоны в диэлектрике на границе с металлом не могут существовать вследствие так называемого эффекта «металлического гашения» (обращения в нуль тангенциальной компоненты электрического поля [1]). Но в присутствии постоянного электрического поля, перпендикулярного поверхности контакта [10], или магнитного поля, лежащего в плоскости контакта [9], поверхностные поляритоны существуют. Хотя их глубина проникновения обратно пропорциональна малой величине МЭ взаимодействий W_{int} , но закон дисперсии от этой величины зависит слабо, и спектр имеет сильную невязанность. Так, изменение направления электрического поля на обратное существенно изменяет частотный интервал поверхностных поляритонов в диэлектрике [10]. Присутствие постоянного магнитного поля, направленного в плоскости контакта, создает сильную невязанность: поляритон с данной частотой распространяется только в одну сторону (эффект выпрямления электромагнитной волны) [9,11]. В скрещенных электрическом и магнитном полях вид спектра поверхностных поляритонов на границе с металлом тоже характеризуется сильной невязанностью и зависит как от направления полей, так и от их относительной величины H/E [12].

В работах [6–12] рассматривались фононные поляритоны в немагнитных средах. Представляет интерес изучение поляритонного спектра в сегнетомагнитных соединениях, т.е. в кристаллах с сосуществующими упорядочениями спинов и электрических диполей.

Не так давно в сегнетоэлектрике (СЭ) с АФ упорядочением спинов TbMnO₃ был обнаружен колоссальный МЭ эффект [13], и с тех пор наблюдается усиленный интерес к изучению сегнетомагнетиков, в настоящее время часто именуемых мультиферроиками [14]. В сегнетомагнетиках элементарные возбуждения (электромагноны) имеют смешанный спин-электрический характер и могут возбуждаться как электрическим, так и магнитным полями [15]. Впервые такие гибридные возбуждения были экспериментально обнаружены через сорок лет после их предсказания в манганате GdMn₂O₅ [16], а затем в TbMnO₃ [17]. Наблюдение колоссального МЭ эффекта в TbMnO₃ означает сильную связь спин-поляризационных возбуждений в этом соединении. Кроме того, АФ частоты значительно больше ферромагнитных и могут находиться в оптиче-

ской области спектра, характерной для возбуждений электрической поляризации. Хотя представленный ниже анализ проведен на примере манганита TbMnO₃, в настоящее время обнаружены колоссальные МЭ эффекты и в других манганитах и манганатах, в которых, подобно TbMnO₃, спонтанная поляризация индуцируется винтовой спиновой структурой [14,18,19]. Поэтому полученные ниже результаты не являются частными.

В данной работе получен спектр поверхностных электромагнитных поляритонов на границе с металлом в присутствии постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 в СЭ-АФ TbMnO₃, в котором спонтанная электрическая поляризация \mathbf{P}_0 создана винтовой спиновой структурой. В отсутствие магнитного поля спектр отличается доменной невязанностью: число ветвей поверхностных поляритонов в 180-градусных СЭ доменах различно. Магнитное поле создает в спектре разрывы и делает его невязанным. Спектр состоит из пяти узких зон: две нижние моды соответствуют электромагнонам с преобладанием АФ возбуждений, в двух верхних зонах возбуждения преимущественно электродипольные, а в средней (самой широкой) зоне в равной мере присутствуют как те, так и другие. Ветви в каждой зоне отличаются невязанностью, $\omega(-\mathbf{q}) \neq \omega(\mathbf{q})$, степень которой зависит от отношения H_0/P_0 . Расстояния между зонами определяют величины МЭ связи и магнитного поля. Вид спектра существенно зависит от направлений векторов \mathbf{P}_0 , \mathbf{H}_0 и \mathbf{q} , причем изменение знака \mathbf{H}_0 равносильно изменению знака \mathbf{q} . В спектрах присутствуют радиационные ветви, т.е. существует возможность резонансного возбуждения электромагнонов электромагнитной волной. В параэлектрической фазе манганита тербия ($P_0 = 0$) в магнитном поле спектр поверхностных поляритонов состоит из четырех зон и сильно невязан: поляритоны с данной частотой распространяются только в одну сторону.

1. Линейный отклик на электромагнитное поле

Орторомбический манганит тербия TbMnO₃ ниже $T_N = 42$ К имеет синусоидально модулированную АФ структуру с волновым вектором модулированной структуры $k \cong 0,28b^*$ ($b^* = b^{-1}$ — вектор обратной решетки, $b = 5,86$ Å — параметр кристаллической решетки вдоль оси y) и направлением спинов ионов Mn вдоль оси y . Длина волны этой модулированной структуры $\lambda = 2\pi/k \approx 10^{-6}$ см $\gg b$, что позволяет использовать макроскопическое рассмотрение. При более низких температурах АФ структура становится неколлинеарной и одновременно возникает спонтанная электрическая поляризация P_0 вдоль оси z . Эта электрическая поляризация индуцирована неоднородной спиновой структурой (обменной АФ спиралью), т.е. СЭ переход является несобственным. Величина спин-индуцируемой поляризации P_0 мала, она на два-три

порядка меньше, чем в классическом BaTiO_3 [13], поэтому магнитное поле порядка нескольких тесла может существенно изменить диэлектрическую постоянную и электрическую поляризацию. В TbMnO_3 магнитное поле порядка единиц тесла изменяло направление P_0 , а также величину диэлектрической постоянной на 10% [13]. Последний эффект получил название колоссальной магнитоёмкости. Измерения частотной зависимости диэлектрической постоянной TbMnO_3 в терагерцевом диапазоне спектра выявили существование ранее предсказанного нового типа элементарных возбуждений — электромагнонов [17]. Результаты этого эксперимента получили качественное объяснение [20]. Обзору имеющихся экспериментальных наблюдений электромагнонов посвящена недавняя работа [21].

В настоящем теоретическом исследовании на примере TbMnO_3 рассматривается распространение электромагнитной волны в плоскости контакта (x, y) идеального металла с АФ, у которого электрическая поляризация индуцирована спиральной спиновой структурой. Диэлектрику соответствует полупространство $z > 0$, а металлу — $z < 0$. Спонтанная электрическая поляризация направлена вдоль оси z , а постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 — по оси x в плоскости контакта. Электромагнитная волна распространяется вдоль направления волнового вектора спиновой модуляции $k = k_y$. Анализ поляритонного спектра проводится как в сегнетомагнитном состоянии ($T < T_c \cong 27 \text{ K}$), так и после фазового перехода в параэлектрическое АФ состояние ($T_c < T < T_N$). Для описания модулированных спиновых структур, в которых величина спина не сохраняется, корректно использовать метод Лагранжа [22].

Функцию Лагранжа рассматриваемой системы в переменных электрической поляризации \mathbf{P} и вектора антиферромагнетизма \mathbf{A} запишем в виде

$$L = \frac{1}{V} \int \left\{ \frac{1}{2} (\mu \dot{\mathbf{A}}^2 + \lambda \dot{\mathbf{P}}^2) - \frac{1}{2} a \mathbf{A}^2 - \frac{1}{4} u \mathbf{A}^4 - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} [\gamma (\partial_y \mathbf{A})^2 + \alpha (\partial_y^2 \mathbf{A})^2] - \frac{1}{2} w A_z^2 + \mathbf{M} \mathbf{H} - \frac{1}{2} B M^2 - \frac{b}{2} \mathbf{P}^2 + \right. \\ \left. + \mathbf{P} \mathbf{e} - v_0 P_z (A_z \partial_y A_y - A_y \partial_y A_z) - \xi \dot{\mathbf{P}} [\mathbf{P} \mathbf{H}] \right\} dr, \quad (2)$$

где точка означает производную по времени, V — объем кристалла. Первые два слагаемые представляют кинетическую энергию АФ и электрической подсистем, а постоянные μ и λ имеют размерность, обратную квадрату АФ и СЭ частот соответственно.

Здесь $a < 0$ — постоянная однородного обменного взаимодействия. Неоднородное равновесное распределение спинов в кристалле с модуляцией вдоль оси y — следствие конкуренции ферромагнитного обмена между ближайшими соседями и АФ обмена между

спинами соседних плоскостей, $\gamma < 0$, $\alpha > 0$. Коэффициенты u , b положительны, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$, \mathbf{e} , \mathbf{h} — переменные внешние поля. Слагаемое с коэффициентом v_0 описывает неоднородное МЭ взаимодействие, индуцирующее электрическую поляризацию при температуре $T < T_c$, когда у спинов, кроме A_y , появляется компонента АФ вектора A_z . Последнее слагаемое в (2) описывает взаимодействие электрической поляризации с магнитным полем, аналогичное выражению (1), где $\mathbf{\Pi} = \dot{\mathbf{P}} m / e$ (e — величина заряда), постоянная $\xi = V_c / e c$. В дальнейшем затухание не учитывается. В динамике модулированных спиновых структур, в особенности вблизи температур фазовых переходов, существенны осцилляции, меняющие величину магнитного момента (слагаемое $\mu \dot{\mathbf{A}}^2$ в (2)). В лагранжиане (2) опущены АФ слагаемые вида $\sigma \dot{\mathbf{A}} [\mathbf{A} \mathbf{H}]$, ответственные за прецессию спинов [22–24]. Они малы по сравнению с осцилляционной АФ энергией, если $H \ll H_k \equiv \mu \omega \sigma^{-1}$. Для значения $\sigma^{-1} = 8gM_0^2 w$, где g — гиромагнитное отношение, w — константа анизотропии, M_0 — магнитный момент [24], значение $H_k = 8gM_0^2 \mu \omega w$. Подавлению прецессии способствует значительная величина магнитной анизотропии. Поскольку нас интересует оптическая область спектра, возбуждения магнитного момента \mathbf{M} , частоты возбуждений которого лежат значительно ниже, не рассматриваются.

В параэлектрической фазе ($T_c < T < T_N$) кристалл имеет неоднородную коллинеарную АФ структуру $A_{y0} = A \cos ky$ с волновым вектором модуляции $k^2 = -\gamma / 2\alpha$ и амплитудой A :

$$A^2 = -4L_1 / 3u, \quad L_1 = a - a_c < 0, \quad a_c = \gamma^2 / 4\alpha. \quad (3)$$

В сегнетомагнитной фазе ($T < T_c$) АФ конфигурация — циклоида в плоскости yz с компонентами A_y , A_z . Электрическая поляризация P_0 индуцируется слагаемым в (2) с коэффициентом v_0 и направлена вдоль оси z :

$$A_{y0} = A_1 \cos ky, \quad A_1^2 = (L_2 - 3L_1) / 2u, \quad P_0 = kv_0 A_1 A_2 b^{-1}, \quad (4) \\ A_{z0} = A_2 \sin ky, \quad A_2^2 = (L_1 - 3L_2) / 2u, \quad L_2 = a - a_c + w.$$

Возбуждения АФ вектора $\mathbf{a} = \mathbf{A} - \mathbf{A}_0$ и электрической поляризации $\mathbf{p} = \mathbf{P} - \mathbf{P}_0$ над основным состоянием системы (4) описывают уравнения Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{\delta L}{\delta \dot{u}_\alpha} = \frac{\partial L}{\partial u_\alpha} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial u_\alpha / \partial x_i)} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial^2 u_\alpha / \partial x_i^2)} \right), \quad (5)$$

где $\mathbf{u} = \mathbf{a}, \mathbf{p}$.

Рассмотрим возбуждения моментов в сегнетомагнитной фазе электромагнитной волной, бегущей вдоль направления модуляции АФ структуры, $\mathbf{q} \parallel \mathbf{k} \parallel y$,

в которой электрическое и магнитное поля $e_z, h_x \propto \exp[i(qy - \omega t) - k_0 z]$ имеют соответственно амплитуды e_0, h_0 и глубину проникновения в диэлектрик k_0^{-1} . В рассматриваемой геометрии с учетом вы-

ражений (2) в линейном приближении по отклонениям моментов \mathbf{a}, \mathbf{p} уравнения Лагранжа имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \mu\omega^2 a_y &= [a + u(3A_{y0}^2 + A_{z0}^2) - \gamma\partial_y^2 + \alpha\partial_y^4]a_y + 2uA_{y0}A_{z0}a_z - v_0(2P_0\partial_y a_z + 2p_z\partial_y A_{z0} + A_{z0}\partial_y p_z), \\ \mu\omega^2 a_z &= [a + w + u(A_{y0}^2 + 3A_{z0}^2) - \gamma\partial_y^2 + \alpha\partial_y^4]a_z + 2uA_{y0}A_{z0}a_y + v_0(2P_0\partial_y a_y + 2p_z\partial_y A_{y0} + A_{y0}\partial_y p_z), \\ \lambda\omega^2 p_y &= bp_y + i\xi\omega P_0 h_0 + 2i\xi\omega H_0 p_z, \\ \lambda\omega^2 p_z &= bp_z - e_0 + v_0(a_z\partial_y A_{y0} - a_y\partial_y A_{z0} + A_{z0}\partial_y a_y - A_{y0}\partial_y a_z) - 2i\xi\omega H_0 p_y. \end{aligned} \quad (6)$$

Из двух последних уравнений видно, что магнитное поле индуцирует недиагональную компоненту диэлектрической восприимчивости $\chi_{yz}^e = \partial P_y / \partial e_z = \chi_1$, т.е. прецессию электрической поляризации, и компоненты МЭ восприимчивости

$$\chi_{yx}^{em} = \partial P_y / \partial h_x = \chi_2, \quad \chi_{zx}^{em} = \partial P_z / \partial h_x = \chi_3.$$

В МЭ средах, как известно, электрическая и магнитная индукции описываются выражениями

$$\begin{aligned} d_i &= (\delta_{ik} + 4\pi\chi_{ik}^e)e_k + 4\pi\chi_{ik}^{em}h_k, \\ b_i &= (\delta_{ik} + 4\pi\chi_{ik}^m)h_k + 4\pi\chi_{ik}^{me}e_k, \quad \chi_{ik}^{em} = (\chi_{ki}^{me})^*. \end{aligned}$$

В рассматриваемом случае поверхностной волны на границе с идеальным металлом, когда тангенциальная компонента электрического поля на границе $z = 0$ отсутствует ($e_x = e_y = 0$), уравнения Максвелла в диэлектрике таковы:

$$\begin{aligned} cq e_0 &= \omega(h_0 + 4\pi\chi_3^* e_0), \\ ck_0 h_0 &= 4\pi i\omega(\chi_1 e_0 + \chi_2 h_0), \\ cq h_0 &= \omega[(1 + 4\pi\chi_0)e_0 + 4\pi\chi_3 h_0], \quad \chi_0 = \partial P_z / \partial e_z. \end{aligned} \quad (7)$$

Решения неоднородных линейных уравнений (6) ищем в виде гармонических рядов

$$a(y) = \sum_n a_n \exp[i(nk + q)y]$$

в приближении первой гармоники. Если учесть, что $q \ll k$, и не учитывать собственную пространственную дисперсию электромагнетизма, то решения уравнений (6) имеют вид $a_{-1y} = a_{1y}, a_{-1z} = -a_{1z}$. Совместное решение уравнений (6) и (7) в указанном приближении приводит к следующим выражениям для восприимчивостей, глубины проникновения k_0^{-1} и величины $n = cq / \omega$:

$$\begin{aligned} \chi_0 &= \lambda(\omega_p^2 - \omega^2)(R_1 R_2 - \beta^2)D^{-1}, \quad V_H = 2\xi H_0 \lambda^{-1}, \\ \chi_1 &= i\omega V_H (\omega^2 - \omega_p^2)^{-1} \chi_0, \quad \chi_2 = i\xi\omega P_0 [\lambda(\omega^2 - \omega_p^2)]^{-1}, \\ \chi_3 &= 2\xi^2 \omega^2 H_0 P_0 (R_1 R_2 - \beta^2)D^{-1}, \quad \lambda\omega_p^2 = b, \\ k_0 &= \frac{i4\pi\omega}{c} \left[\chi_2 + \chi_1 \frac{(n - 4\pi\chi_3)}{(1 + 4\pi\chi_0)} \right], \quad n_{1,2} = 4\pi\chi_3 \mp \sqrt{1 + 4\pi\chi_0}. \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} D &= \lambda^2 [(\omega^2 - \omega_p^2)^2 - V_H^2 \omega^2] (R_1 R_2 - \beta^2) - \\ &- 2\lambda k^2 v_0^2 (\omega^2 - \omega_p^2) (A_1^2 R_1 + 2A_1 A_2 \beta + A_2^2 R_2), \\ R_1 &= \mu(\omega^2 - \omega_{ay}^2), \quad \mu\omega_{ay}^2 = a - a_c + u(9A_1^2 + A_2^2) / 4, \\ R_2 &= \mu(\omega^2 - \omega_{az}^2), \quad \mu\omega_{az}^2 = a - a_c + w + u(A_1^2 + 9A_2^2) / 4, \\ \beta &= \frac{u}{2} A_1 A_2 - 2k v_0 P_0. \end{aligned} \quad (9)$$

В формулах (8) и (9) сохранены слагаемые не выше второго порядка малости по постоянной МЭ взаимодействия ξ . Частоты ω_{ay}, ω_{az} — собственные частоты АФ возбуждений вдоль направлений y и z , а ω_p — собственная поляризационная частота. В дальнейшем для оценок будем полагать $\omega_p \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$, а $\omega_a \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

2. Спектр электромагнитных поляритонов

В сегнетомагнитном состоянии ($T < T_c$) представим выражения R_1, R_2, D в виде

$$\begin{aligned} R_1 R_2 - \beta^2 &= \mu^2 (\omega^2 - \omega_{a1}^2) (\omega^2 - \omega_{a2}^2), \\ D &= \lambda^2 \mu^2 (\omega^2 - \omega_1^2) (\omega^2 - \omega_2^2) (\omega^2 - \omega_3^2) (\omega^2 - \omega_4^2), \\ \omega_{a(1,2)}^2 &= \frac{1}{2} [\omega_{ay}^2 + \omega_{az}^2 \mp \sqrt{(\omega_{ay}^2 - \omega_{az}^2)^2 + (2\beta / \mu)^2}]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\omega_{a(1,2)}$ — две ветви связанных возбуждений АФ вектора вдоль осей y и z . В дальнейшем будем считать $\omega_{az} < \omega_{ay}$, поскольку вблизи СЭ перехода частота ω_{az} является мягкой модой этого перехода [20].

Считая МЭ связь (слагаемое с коэффициентом v_0 в энергии (3)) слабой и учитывая, что $\omega_p \gg \omega_a$, получаем следующие приближенные выражения для частот

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= \omega_{a1}^2 + \delta_1, & \delta_1 &= -V_k(1+\varepsilon)(\omega_a^2 - \omega_{a1}^2) / (\omega_{a2}^2 - \omega_{a1}^2)(\omega_p^2 - \omega_{a1}^2), & V_k &= 2k^2 v_0^2 A_1^2 / \lambda \mu, \\ \omega_2^2 &= \omega_{a2}^2 + \delta_2, & \delta_2 &= -V_k(1+\varepsilon)(\omega_a^2 - \omega_{a2}^2) / (\omega_{a2}^2 - \omega_{a1}^2)(\omega_p^2 - \omega_{a2}^2), & \varepsilon &= A_2^2 / A_1^2, \\ \omega_3^2 &= \omega_p^2 + \delta_3, & \delta_3 &= -2V_H^2 \omega_p^2 / V_k(1+\varepsilon), \\ \omega_4^2 &= \omega_p^2 + \delta_4, & \delta_4 &\cong V_k(1+\varepsilon) / \omega_p^2, & \omega_a^2 &= (1+\varepsilon)^{-1} [\omega_{ay}^2 - i\varepsilon\mu^{-1} + \varepsilon\omega_{az}^2], & \omega_{a1} &< \omega_a. \end{aligned}$$

(11)

Величина $1 + 4\pi\chi_0$ в выражениях (8) имеет вид

$$\begin{aligned} 1 + 4\pi\chi_0 &= \frac{(\omega^2 - \Omega_1^2)(\omega^2 - \Omega_2^2)(\omega^2 - \Omega_3^2)(\omega^2 - \Omega_4^2)}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_3^2)(\omega^2 - \omega_4^2)}, \\ \Omega_{1,2}^2 &= \omega_{1,2}^2 + \Delta_{1,2}, & \Delta_{1,2} &= -4\pi\delta_{1,2} / b, \\ \Omega_3^2 &= 8\pi V_H^2 \omega_p^6 / \lambda V_k^2 (1+\varepsilon)^2, & \Omega_4^2 &= \omega_4^2 + 4\pi / \lambda. \end{aligned} \quad (12)$$

В приведенных выше формулах учитывалась малость релятивистского динамического МЭ взаимодействия (слагаемое с коэффициентом ξ в (3)) по сравнению со статическим МЭ взаимодействием с коэффициентом v_0 , т.е. считалось, что $V_k \gg V_H \omega_p^3$.

Вид спектра поверхностных поляритонов в сегнетомагнетике с модулированной АФ структурой существенно зависит от знаков магнитного поля, спонтанной поляризации и постоянной МЭ взаимодействия ξ .

гибридных спиновых и электродипольных возбуждений $\omega_1 - \omega_4$ (электромагнонов) в выражении для D (10):

Схематически спектр поверхностных поляритонов в случае $\xi H_0 > 0$ и $4\pi > b$ изображен на рис. 1,а (для $\xi P_0 > 0$) и 1,б ($\xi P_0 < 0$). Изменение знака магнитного поля равносильно изменению знака волнового вектора электромагнитной волны \mathbf{q} , поэтому для случаев $\xi H_0 < 0, \xi P_0 > 0$ и $\xi H_0 < 0, \xi P_0 < 0$ спектр является зеркальным отражением относительно частотной оси рис. 1,а и 1,б соответственно. Рисунки носят качественный, иллюстративный характер. На них не соблюден масштаб: АФ частоты $\omega_1 \sim \omega_2 \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а $\omega_3 \sim \omega_4$ при расчетах считаются на порядок больше, $\omega_{3,4} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Как видно на рисунках, спектр состоит из пяти зон, в каждой из которых обозначены частоты, для которых поверхностная волна становится объемной ($k_0 = 0$). Соответствующие им векторы обозначены на рисунке:

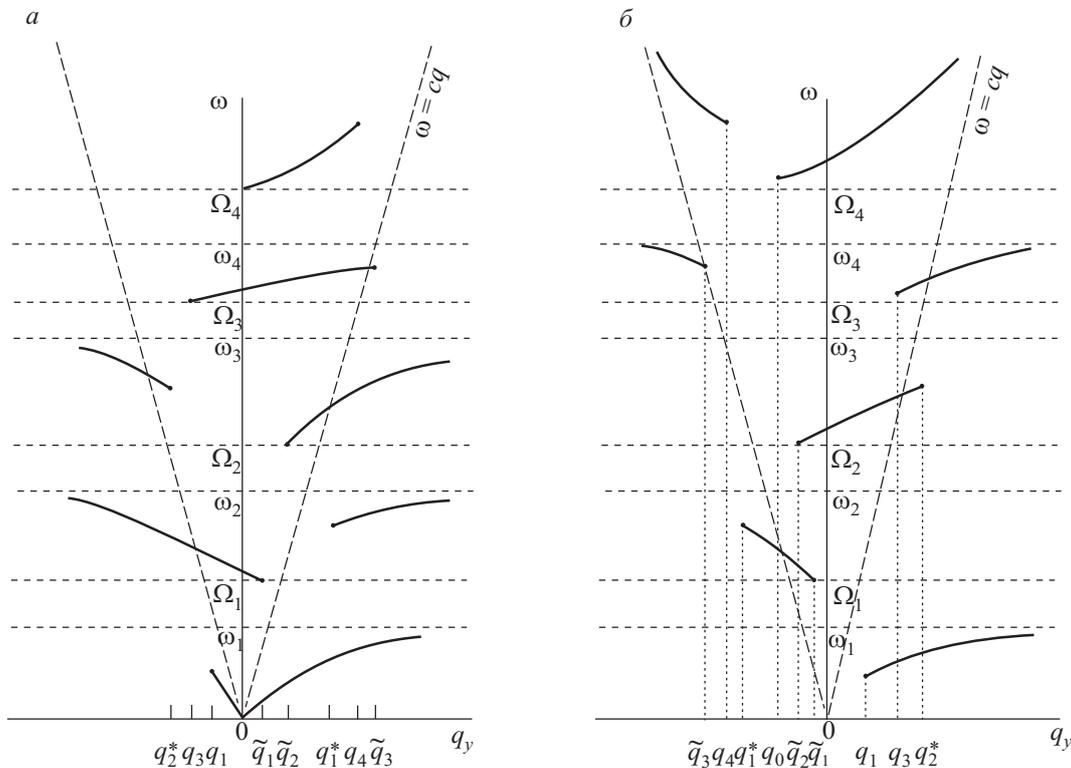


Рис. 1. Спектр поверхностных поляритонов в случаях $\xi P_0 > 0, \xi H_0 > 0$ (а) и $\xi P_0 < 0, \xi H_0 > 0$ (б).

$$\begin{aligned}
 q_1 &= q(\bar{\omega}), \quad \bar{\omega}^2 = (\eta - 1)^{-1} \{ (\eta - 1)\omega_1^2 + \delta_1 [\sqrt{4\pi^2 b^{-2} \eta^2 + \eta(1 - 4\pi b^{-1})} - 2\pi\eta b^{-1} + 1] \}, \\
 \eta^{1/2} &= \lambda P_0 \omega_p \Omega_4 / 2H_0, \quad \tilde{q}_{1,2} = 8\pi\xi^2 H_0 P_0 \Omega_{1,2}^3 (b^2 c)^{-1}, \quad q_0 = 2\xi^2 H_0 P_0 \Omega_4 (c\lambda)^{-1}, \\
 q_{1,2}^* &= q(\omega_{1,2}^*), \quad (\omega_{1,2}^*)^2 = \Omega_{1,2}^2 + 4|\delta_{1,2}| b^{-2} (H_0 / P_0)^2, \quad q_3 = b P_0 V_k / 4c H_0 \omega_p^3, \\
 \tilde{q}_3 &= q(\tilde{\omega}_3), \quad \tilde{\omega}_3^2 = \Omega_3^2 + 32\pi\xi^2 H_0^4 \omega_p^8 / \lambda^4 P_0^2 V_k^3, \quad q_4 = q(\tilde{\omega}_4), \quad \tilde{\omega}_4^2 = \Omega_4^2 + H_0^2 / \pi\lambda P_0^2.
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

Значения волновых векторов $q(\omega) = \omega c^{-1} n(\omega)$, где $n(\omega)$ определяются уравнением (8). Средняя ветвь является радиационной, она пересекает световую линию $\omega = ck$ вблизи частоты Ω_1 , при $\tilde{\omega}^2 \approx \Omega_1^2 + V_k / \omega_p^2$. Из выражений (10) следует, что вблизи нулей и полюсов n величина $k_0 \rightarrow \infty$, т.е. глубина проникновения волны стремится к 0. Магнитное поле создает в спектре щель $\Delta = \Omega_3 - \omega_3 \sim H_0^2$. Ее величина мала, $\Omega_3^2 - \omega_3^2 = 4\pi V_h^2 \omega_p^6 / \lambda V_k^2$. При оценке величины интервала Δ считаем $V_k \sim 10^{-1} \omega_a^2 \omega_p^2$, $\lambda^{-1} \sim \omega_p^2 \sim 10^{26} \text{ с}^{-2}$, $\omega_a^2 \sim \mu^{-1} \sim 10^{24} \text{ с}^{-2}$. Используя формулы (8), (9), (11), получаем выражение $\Delta \sim 10^{46} (\xi H_0)^2$, где постоянная МЭ взаимодействия $\xi = V_c / es$. Полагая величину объема элементарной ячейки $V_c \sim 10^{-22} \text{ см}^3$, заряд $e \approx 5 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE, а величину магнитного поля $H_0 \sim 10^5$ Э, получаем значение щели $\Delta \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Остальные четыре зоны имеют конечную ширину. Самая широкая зона — средняя, где $\Omega_2 < \omega < \omega_3$. Отношение амплитуд АФ и электродипольных возбуждений в зонах $a_z / p_z = kv_0 A_1 / (\omega^2 - \omega_{az}^2)$. Поэтому АФ возбуждения преобладают в электромагнитных ветвях вблизи частот ω_1 и Ω_1 , а высокочастотные ветви ω_3, ω_4 преимущественно электродипольные. В средней, наиболее широкой зоне, присутствуют (в зависимости от частоты) как АФ, так и электродипольные возбуждения. Электромагнитная ветвь пересекает световую прямую $\omega = ck$, т.е. является радиационной вблизи частоты Ω_1 , при $\tilde{\omega}^2 \approx \Omega_1^2 + V_k / \omega_p^2$. Это означает возможность резонансного возбуждения электромагнитных световой волной. Электромагнитные ветви других зон, зависящие от величины H_0 / P_0 , для определенных значений этой величины тоже могут быть радиационными. Рисунок 1 демонстрирует характер и закономерности ветвей для каждой из зон. Расположение точек разрыва ветвей зависит от указанного параметра и не обязательно такое, как представлено на рис. 1. Так, на рис. 1,б с уменьшением магнитного поля постепенно исчезают ветви всех зон, кроме верхней ($\omega > \Omega_4$), а на рис. 1,а остаются три нижние ветви. Причем все указанные ветви при $H_0 = 0$ взаимны, т.е. $\omega(-\mathbf{q}) = \omega(\mathbf{q})$. В отсутствие магнитного поля поверхностные поляритоны создает спонтанная электрическая поляризация, и в 180-градусных СЭ доменах число ветвей разное: три ветви в домене с электрической поляризацией, направленной в глубь диэлектрика

(рис. 1,а), и одна, высокочастотная ветвь — в домене с $P_0 < 0$ (при $\xi > 0$, т.е. когда в поляризацию преимущественный вклад дают положительные ионы). Ситуация будет обратной, если $\xi < 0$, т.е. для «электронных» СЭ. Таким образом, имеет место «спектральная доменная невзаимность».

Если электрическая поляризация стремится создавать симметричные по \mathbf{q} ветви поверхностных поляритонов, то магнитное поле, наоборот, разрывает ветви, создавая их асимметрию. Это особенно наглядно видно на рис. 2, соответствующем параэлектрической фазе TbMnO₃ ($T_c < T < T_N$). Спектр в этом случае характеризует сильная невзаимность: поляритон с данной частотой распространяется только в одну сторону.

Переход от спектров на рис. 1,а и 1,б к рис. 2 при $P_0 = 0, A_2 = 0$ можно проследить с помощью формул (11)–(13). Так, в параэлектрической фазе $\omega_2 = \omega_a = \omega_{a2} = \omega_{ay} = \Omega_2$, т.е. второй зоны $[\omega_2, \Omega_2]$ не существует. При $P_0 = 0$ значения $q_0 = q_1 = \tilde{q}_1 = q_3 = 0$, а величины q_4, \tilde{q}_3, q_1^* возрастают, и соответствующие

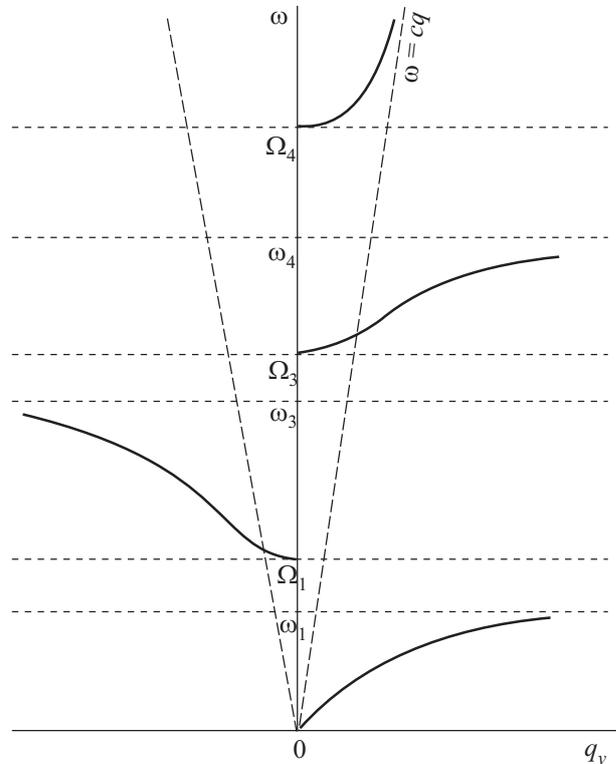


Рис. 2. Спектр поверхностных поляритонов в параэлектрической фазе ($P_0 = 0$).

им ветви исчезают либо заполняют зону и т.п.

Оценим величину магнитного поля, необходимого для создания заметной невзаимности в первой зоне при $q < 0$ на рис. 1. Считая $\bar{\omega} \ll \omega_1$, из (13) приближенно имеем $H_0/P_0 \approx \lambda\omega_p\Omega_4/2$. Значение $\lambda\omega_p^2 = b$, где $b = 4\pi/(\epsilon_0 - 1)$ — обратная диэлектрическая восприимчивость. Для TbMnO₃ вдоль оси z диэлектрическая постоянная $\epsilon_0 \approx 32$, т.е. $b \approx 0,4$ [13]. Величина же $\lambda\Omega_4^2 \approx 4\pi$, т.е. $H_0/P_0 \approx 1,2$. Подставив сюда значение спонтанной поляризации $P_0 \approx 1,2 \cdot 10^2$ CGSE в TbMnO₃ [13], получаем величину поля $H_0 = 140$ Э, т.е. магнитное поле порядка сотни эрстед уже индуцирует сильную невзаимность в поляритонном спектре манганита тербия. Для более высокой третьей зоны это поле на порядок выше, $H_0 \sim 10^3$ Э.

Глубина проникновения электромагнитной волны k_0^{-1} в АФ минимальна вблизи собственных частот, где она стремится к нулю в отсутствие затухания. Ее величина уменьшается с увеличением частоты. Как следует из (8), поляризация и магнитное поле дают аддитивные вклады в величину k_0 и могут иметь различные знаки. Вклад P_0 в k_0 равен

$$k_0 = \frac{4\pi\xi P_0\omega^2}{c\lambda(\omega_p^2 - \omega^2)}. \quad (14)$$

Вклад магнитного поля в области частот $\omega \sim \omega_p$ имеет порядок величины

$$k_0 \sim \frac{8\pi\xi}{c} H_0\omega_p^2. \quad (15)$$

Электрическая поляризация манганита тербия очень мала, и в достаточно сильном магнитном поле его вклад в k_0 доминирует. Для значений $V_c \sim 10^{-22}$ см⁻³, $q = 3 \cdot 10^{-10}$ CGSE, $c = 3 \cdot 10^{-10}$ см/с имеем $\xi \sim 10^{-23}$ CGSE. Тогда для $\omega_p^2 \sim 10^{29}$ с⁻² в сильном магнитном поле $H_0 \sim 10^5$ Э величина глубины проникновения $k_0^{-1} \sim 10^{-2}$ см.

Заключение

Результаты проведенного анализа поверхностных поляритонов в TbMnO₃ на границе с металлом в магнитном поле в общих чертах применимы ко всему классу сегнетомагнетиков, в которых электрическая поляризация индуцируется несоизмеримой спиновой структурой [14]. В настоящее время такие соединения активно исследуются и синтезируются. Многие из них показывают так называемую колоссальную магнетоемкость. В таких соединениях МЭ связь сильная, величина МЭ энергии сравнима с собственной СЭ энергией. В работе проведен анализ в предположении слабой МЭ связи, поэтому количественные оценки занижены. Выявлена зонная структура спектра поверхностных поляритонов на границе с металлом в присутствии магнитного поля как в параэлектрической, так и в сегнето-

магнитной фазе. И магнитное поле, и электрическая поляризация стягивают поле электромагнитной волны к поверхности и делают глубину проникновения этого поля конечной. Но спонтанная электрическая поляризация индуцирует спектр, симметричный относительно направления распространения волны, а магнитное поле создает щели, разрывает ветви спектра и делает его невзаимным. В параэлектрической фазе магнитное поле создает сильную невзаимность: поляритоны с данной частотой распространяются только в одну сторону.

Как видно на рис. 1 и 2, спектр имеет сложную структуру. Наличие щелей и их величина зависят как от направлений \mathbf{P}_0 и \mathbf{H}_0 , так и от их величин. Таким образом, возникает возможность управления спектром посредством изменения электрического и магнитного полей, что может найти практическое применение в конструкциях оптических фильтров, модуляторов, переключателей и т.п.

1. V.M. Agranovich and D.L. Mills, *Surface Polaritons* (eds.), North-Holland, Amsterdam (1982).
2. М.И. Каганов, Н.Б. Пустыльник, Т.И. Шалаева, *УФН* **167**, 191 (1997).
3. В.Н. Любимов, *ДАН СССР* **181**, 858 (1968).
4. В.А. Маркелов, М.А. Новиков, А.А. Турхин, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 404 (1977).
5. В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров, *ЖЭТФ* **109**, 706 (1996).
6. I.E. Chupis, *Ferroelectrics* **204**, 173 (1997).
7. I.E. Chupis and N.Ya. Alexandrova, *J. Korean Phys. Soc.* **32**, 51134 (1998).
8. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *ФНТ* **24**, 1010 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 762 (1998)].
9. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *ФНТ* **25**, 1112 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 833 (1999)].
10. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 876 (1998).
11. Д.А. Мамалуй, И.Е. Чупис, *ЖЭТФ* **90**, 153 (2000).
12. I.E. Chupis and D.A. Mamaluy, *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 1413 (2000).
13. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, *Nature (London)* **426**, 55 (2003).
14. И.Е. Чупис, *ФНТ* **36**, 596 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 477 (2010)].
15. В.Г. Барьяхтар, И.Е. Чупис, *ФТТ* **11**, 3242 (1969).
16. E. Golovenchits and V. Sanina, in: *Magnetoelectric Phenomena in Crystals*, M. Fiebig, V.V. Eremanko, and I.E. Chupis (eds.), Dordrecht, Kluwer, **164**, 139 (2004).
17. A. Pimenov, A.A. Mukhin, V.Yu. Ivanov, V.D. Travkin, A.M. Balbashov, and A. Loidl, *Nature Phys.* **2**, 97 (2006).
18. T. Goto, T. Kimura, G. Lawes, A.P. Ramirez, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 257201 (2004).
19. А.М. Кадомцева, С.С. Крогов, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, *ФНТ* **32**, 933 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 709 (2006)].

20. И.Е. Чупис, *ФНТ* **35**, 1101 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 858 (2009)].
21. A.M. Shuvaev, A.A. Mukhin, and A. Pimenov, *J. Phys.: Condens Matter* **23**, 113201 (2011).
22. Ю.А. Изюмов, Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, Энергоатомиздат, Москва (1987).
23. Yu.A. Izumov and V.M. Laptev, *J. Magn. Magn. Mater.* **51**, 384 (1985).
24. V.G. Baryakhtar and B.A. Ivanov, *Sov. Sci. Rev. Sect. AB*, 403 (1985).

Polaritons in TbMnO₃ ferromagnet at the boundary with a metal in magnetic field

I.E. Chupis

The spectrum of surface polaritons in the antiferromagnet with a spiral magnetic structure and spin-induced electric polarization at the boundary with a metal in magnetic field is analyzed. Manganite

TbMnO₃ was taken as an example for this consideration in its ferroelectromagnetic and paraelectric phases. It is shown that the spectrum possesses strong nonreciprocity and depends both on directions of magnetic field and spontaneous polarization and on the relations of their values. The calculations for TbMnO₃ show that magnetic field of a few kOe may create a strong nonreciprocity: polaritons with a fixed a frequency propagate only in one direction.

PACS: **75.85.+t** Magnetolectric effects, multiferroics;
78.20.Ls Magneto-optical effects.

Keywords: magnetolectric effects, antiferromagnet, electric polarization, electromagnons, polaritons, modulated structure.