

Трансформация спектра TE -поляритонов одномерного магнитного фотонного кристалла в условиях квадратичного электрооптического эффекта

© Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. 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 23 октября 2006 г.
В окончательной редакции 20 февраля 2007 г.)

На примере одномерной магнитной сверхрешетки типа легкоосный антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик, у которой легкая магнитная ось ортогональна приложенному постоянному внешнему электрическому полю, определены условия, при выполнении которых квадратичное магнитооптическое взаимодействие приводит к целому ряду особенностей в условиях локализации и распространения коллективных магнитных поляритонов s -типа.

PACS: 41.20.-q, 03.65.Ge, 78.20.Ls

1. Введение

Хорошо известно, что число теоретических и экспериментальных работ, посвященных анализу условий распространения и локализации TE -поляритонов в магнитных сверхрешетках (МСР), непрерывно растет. В первую очередь это связано с тем, что в подобных композитных магнитных структурах наряду с дополнительной трансляционной симметрией, характерной для фотонных кристаллов, имеется возможность целенаправленно и в широком диапазоне влиять на дисперсионные свойства s -поляритонов с помощью легко реализуемых внешних параметров: магнитного поля, температуры, объемной доли магнитной и немагнитной сред и т.д. Несомненный интерес в этом плане представляет также и анализ влияния постоянного внешнего электрического поля на характер распространения в МСР электромагнитной волны TE -типа с заданной частотой ω . При этом несложно убедиться, что для немагнитной сверхрешетки, образованной слоями оптически изотропных centrosymmetrical сред, постоянное электрическое поле, лежащее в плоскости распространения TE -волны, с учетом только квадратичного электрооптического эффекта не влияет на ее дисперсионные свойства. Аналогичная ситуация будет иметь место и в случае, когда сверхрешетка образована магнитными негиротропными слоями, причем одна из главных осей тензоров и магнитной, и диэлектрической восприимчивостей совпадает с нормалью к оси сверхрешетки, а вторая — с нормалью плоскости распространения TE -волны. Вместе с тем в работах [1,2] на примере полуограниченного легкоосного антиферромагнетика, помещенного в постоянное внешнее электрическое поле, впервые было показано, что учет наряду с квадратичным электрооптическим также и квадратичного магнитооптического взаимодействия может привести к целому ряду аномалий в условиях распространения и локализации как TM -, так и TE -поляритонов. Для

двухподрешеточного антиферромагнетика в коллинеарной фазе структура квадратичного магнитооптического взаимодействия может быть представлена в виде, аналогичном использованному в работе [3]

$$F_{mo} = \lambda_{iklm} l_i l_k E_l E_m, \quad (1)$$

где \mathbf{l} — вектор антиферромагнетизма, \mathbf{E} — электрическое поле. Здесь необходимо отметить, что несмотря на то что внешне структура поправки (1) к свободной энергии антиферромагнетика та же, что и в [3], смысл компонент векторов \mathbf{E} и \mathbf{l} , входящих в (1), по сравнению с принятым в [3] несколько иной. Так, в отличие от [3] вектор \mathbf{l} , входящий в (1), включает в себя не только равновесную (\mathbf{l}_0), но и переменную ($\tilde{\mathbf{l}}$) часть ($\tilde{\mathbf{l}}$ определяет амплитуду малых колебаний вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} около положения равновесия, $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 + \tilde{\mathbf{l}}$). Что же касается вектора \mathbf{E} , то в (1) он включает в себя не только поле распространяющейся электромагнитной волны ($\tilde{\mathbf{E}}$), как в [3], но и постоянное внешнее электрическое поле (\mathbf{E}_0), приложенное к кристаллу ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}}$). Несмотря на указанные отличия, мы сочли уместным сохранить за тензором λ_{iklm} принятое в [3] название „тензор магнитооптических коэффициентов“. При этом данный механизм существует, даже если магнитооптические свойства антиферромагнитной (АФМ) среды изотропны. Что же касается эффективности указанного механизма для перестройки спектра коллективных поверхностных TE -поляритонов, распространяющихся вдоль поверхности МСР типа легкоосный антиферромагнетик–диэлектрик, помещенной в постоянное внешнее электрическое поле, ортогональное легкой магнитной оси антиферромагнетика, то до сих пор такая задача не рассматривалась.

В связи с изложенным, целью данной работы является анализ совместного влияния квадратичного электро- и магнитооптического взаимодействий на условия локализации TE -поляритонов вблизи внешней поверхности

полуограниченной негиротропной одномерной сверхрешетки типа легкоосный антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик при условии, что легкая магнитная ось и направление постоянного внешнего электрического поля взаимно ортогональны.

Работа состоит из нескольких разделов. В разделе 2 формулируется краевая задача для магнитной сверхрешетки типа легкоосный антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик, помещенной в постоянное внешнее электрическое поле, ортогональное легкой магнитной оси АФМ среды. Здесь же, исходя из материальных соотношений и уравнений Максвелла, определены геометрии, для которых в МСР возможно независимое распространение поляритонов TM - и TE -типа. Отобраны варианты, при которых внешнее постоянное электрическое поле приводит к трансформации спектра нормальных поляритонных волн TE -типа. В разделе 3, полагая ω и k_{\perp} заданными внешними параметрами, с помощью метода матрицы перехода мы рассчитали спектр коллективных поверхностных TE -поляритонов для полуограниченной МСР типа легкоосный антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик при условии, что приложенное внешнее электрическое поле ортогонально как легкой магнитной оси антиферромагнетика, так и оси сверхрешетки (нормали к границе раздела слоев \mathbf{n}). В разделе 4 проанализирован спектр поверхностных TE -возбуждений рассматриваемой сверхрешетки в случае, когда постоянное внешнее электрическое поле параллельно оси сверхрешетки. В заключении приведены основные выводы, следующие из полученных результатов.

2. Основные соотношения

Вспользуемся той же моделью легкоосного (ось OZ) антиферромагнетика, что и в работе [1]. В этом случае при $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ и $\mathbf{I}_0 \parallel OZ$ материальные соотношения для компонент векторов магнитной \mathbf{B}_1 и электрической \mathbf{D}_1 индукций в магнитоупорядоченной среде (среда 1), следуя [1], с учетом квадратичного электрооптического взаимодействия представим в виде

$$\begin{aligned} B_{1x} &= \mu_{xx}H_{1x} + \alpha_{xz}E_{1z}, & D_{1x} &= \varepsilon_{xx}E_{1x}, \\ B_{1y} &= \mu_{yy}H_{1y}, & D_{1y} &= \varepsilon_{yy}E_{1y}, \\ B_{1z} &= \mu_{zz}H_{1z}, & D_{1z} &= \varepsilon_{zz}E_{1z} + \alpha_{zx}H_{1x}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mu_{xx}(\omega) &= \frac{\omega_{\mu x}^2 - \omega^2}{\Delta}, & \mu_{yy}(\omega) &= \frac{\omega_{\mu y}^2 - \omega^2}{\omega_{0y}^2 - \omega^2}, & \mu_{zz} &= 1, \\ \varepsilon_{zz}(\omega) &= \varepsilon_{\parallel} \frac{\omega_{\varepsilon}^2 - \omega^2}{\Delta}, & \alpha_{zx}(\omega) &= -\alpha_{xz}(\omega) \equiv i\gamma, \\ \gamma &= \frac{A\omega}{\Delta}, & \Delta &= \omega_{0x}^2 - \omega^2, & A &= 4\pi\omega_s\lambda_*, & \omega_s &= gM_0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \omega_{\mu x}^2 &= \left(1 + \frac{16\pi}{\delta}\right)\omega_{0x}^2, & \omega_{\mu y}^2 &= \left(1 + \frac{16\pi}{\delta}\right)\omega_{0y}^2, \\ \omega_{\varepsilon}^2 &= \omega_{0x}^2 + \frac{\delta}{16\pi} \frac{A^2}{\varepsilon_{\parallel}}, & \lambda_* &= \frac{\lambda_5 E_y / M_0}{8\pi}, \\ \omega_{0y}^2 &\equiv \omega_{0x}^2 + 0.5\omega_s^2\delta \left[\lambda_8 E_{0y}^2 / (4\pi M_0^2)\right], \\ \varepsilon_{xx} &= \varepsilon + [\lambda_2 + \lambda_4], \\ \omega_{0x}^2 &= 0.25\omega_s^2\delta \left[\beta + (\lambda_4 - \lambda_8) E_{0y}^2 / (4\pi M_0^2)\right], \\ \varepsilon_{yy} &= \varepsilon + \kappa_1 E_{0y}^2 + [\lambda_2 + \lambda_4], & \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon + [\lambda_1 + \lambda_3], \end{aligned} \quad (3)$$

где ω_{0x} , ω_{0y} отвечают частотам однородного АФМ-резонанса в неограниченном коллинеарном антиферромагнетике при наличии постоянного электрического поля E_{0y} , δ и β — соответственно константы однородного межподрешеточного обмена и анизотропии, M_0 — величина намагниченности отдельной подрешетки скомпенсированного двухподрешеточного антиферромагнетика, E_{0y} — величина проекции постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 на ось сверхрешетки (ось OY), g — гиромангнитное отношение, $\lambda_1 - \lambda_8$ — линейные комбинации компонент тензора магнитооптических коэффициентов $\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta}$ квадратичного магнитооптического взаимодействия (1) тетрагонального антиферромагнетика, впервые введенные в работе [4], ε — диэлектрическая проницаемость АФМ среды при $\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} = 0$ и $|\mathbf{E}_0| = 0$, κ_1 — константа электрооптического взаимодействия в оптически изотропном антиферромагнетике ($\varepsilon_{ik} = \varepsilon\delta_{ik} + \kappa_1 E_{0i} E_{0k}$, δ_{ik} — символ Кронекера). Отметим, что при формальном исключении из (3) квадратичного магнитооптического взаимодействия (для этого необходимо положить равными нулю все магнитооптические константы λ_{1-8}) получим $\alpha_{xz} = \alpha_{zx} = 0$, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon$, $\mu_{xx}(\omega) = \mu_{yy}(\omega)$.

Немагнитную среду (среда 2) будем считать оптически изотропной ($\varepsilon_2 = \text{const}$, $\mu_2 = 1$), и для нее материальные соотношения с учетом электрооптического взаимодействия, принимая во внимание, что $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, имеют вид

$$B_{2i} = H_{2i}, \quad D_{2i} = \varepsilon_{2ik} E_{2k}, \quad (4)$$

где $i, k \equiv x, y, z$; $\varepsilon_{2ik} = \varepsilon_2\delta_{ik} + \kappa_2 E_{0i} E_{0k}$.

В отличие от [1] будем рассматривать следующую относительную ориентацию волнового вектора \mathbf{k} электромагнитной волны, равновесного вектора антиферромагнетизма \mathbf{I}_0 и постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 : $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{I}_0 \parallel OZ$. В этом случае в АФМ среде также имеет место независимое распространение поляритонов TM - и TE -типа, а их дисперсионные соотношения определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy} \mu_{zz} - \varepsilon_{xx} k_x^2 &= \varepsilon_{yy} k_y^2 \quad (TM\text{-волна}) \\ \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{xx} \mu_{yy} \varepsilon_{zz} - \left(\mu_{xx} k_x^2 + \mu_{yy} \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2 \right) &= \mu_{yy} k_y^2 \quad (TE\text{-волна}). \end{aligned} \quad (5)$$

Из совместного анализа (3) и (5) следует, что в этой геометрии внешнее электрическое поле модифицирует спектр TE -поляритонов.

Будем считать, что на границах соседних слоев рассматриваемой сверхрешетки (d_1 — толщина магнитного слоя, d_2 — толщина немагнитного слоя) выполнена стандартная система электродинамических условий ($N = 0, 1, 2, \dots$, $D = d_1 + d_2$ — элементарный период сверхрешетки, ξ — координата вдоль нормали к границе раздела слоев):

$$\mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{n}; \quad \mathbf{E}_{1\tau} = \mathbf{E}_{2\tau}; \quad \xi = d_1 + ND, ND;$$

$$\mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{n}; \quad \mathbf{H}_{1\tau} = \mathbf{H}_{2\tau}; \quad \xi = d_1 + ND, ND. \quad (6)$$

В этом случае, как следует из материальных соотношений (2), (3), в рассматриваемой сверхрешетке сохраняется независимое распространение поляритонов TM - и TE -типа, если $k \in XY$, а ось сверхрешетки совпадает с OX или OY . Рассмотрим каждый из этих случаев отдельно.

3. Внешнее электрическое поле ортогонально оси сверхрешетки

Пусть $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ и $\mathbf{k} \in XY$. Несложно убедиться, что в этом случае матрица перехода T_{ik}^α , связывающая тангенциальные компоненты векторов \mathbf{H} и \mathbf{E} в начале и конце элементарного периода рассматриваемой сверхрешетки с нормалью $\mathbf{n} \parallel OX$, определяется следующими соотношениями:

$$\begin{pmatrix} H_z(D) \\ E_y(D) \\ E_z(D) \\ H_y(D) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11}^p & T_{12}^p & 0 & 0 \\ T_{21}^p & T_{22}^p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_{11}^s & T_{12}^s \\ 0 & 0 & T_{21}^s & T_{22}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_z(0) \\ E_y(0) \\ E_z(0) \\ H_y(0) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} T_{ik}^\alpha &= N_{il}^\alpha M_{lk}^\alpha, \quad \alpha = p, s; \\ M_{11}^\alpha &= \text{ch}(q_1^\alpha d_1), \quad M_{12}^\alpha = \frac{\text{sh}(q_1^\alpha d_1)}{Z_1^\alpha}, \\ M_{21}^\alpha &= Z_1^\alpha \text{sh}(q_1^\alpha d_1), \quad M_{22}^\alpha = \text{ch}(q_1^\alpha d_1), \\ N_{11}^\alpha &= \text{ch}(q_2^\alpha d_2), \quad N_{12}^\alpha = -\frac{\text{sh}(q_2^\alpha d_2)}{Z_2^\alpha}, \\ N_{21}^\alpha &= -Z_2^\alpha \text{sh}(q_2^\alpha d_2), \quad N_{22}^\alpha = \text{ch}(q_2^\alpha d_2). \end{aligned} \quad (8)$$

В этом случае поверхностные импедансы¹ в (8) определяются соотношениями ($k_\perp^2 \equiv k_y^2$)

$$\begin{aligned} Z_1^p &= -i \frac{c}{\omega} \frac{q_1^p}{\varepsilon_{yy}}, \quad Z_2^p = i \frac{c}{\omega} \frac{q_2^p}{\varepsilon_2}, \\ Z_1^s &= i \frac{c}{\omega} \frac{q_1^s}{\mu_{yy}}, \quad Z_2^s = -i \frac{c}{\omega} q_2^s, \end{aligned}$$

¹ Отметим, что указанное определение поверхностных импедансов отличается от определения, принятого в [5].

$$q_1^p = \sqrt{\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{xx}} k_\perp^2 - \mu_{zz} \varepsilon_{yy} \frac{\omega^2}{c^2}},$$

$$q_1^s = \sqrt{\frac{\mu_{yy}}{\mu_{xx}} k_\perp^2 + \left(\frac{\mu_{yy}}{\mu_{xx}} \gamma^2 - \varepsilon_{zz} \mu_{yy} \right) \frac{\omega^2}{c^2}},$$

$$q_2^p = \sqrt{\frac{\varepsilon_{2yy}}{\varepsilon_2} k_\perp^2 - \varepsilon_{2yy} \frac{\omega^2}{c^2}}, \quad q_2^s = \sqrt{k_\perp^2 - \varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (9)$$

Поскольку в данной геометрии ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{n} \parallel OX$ и $\mathbf{k} \in XY$) внешнее электрическое поле влияет только на условия формирования TE -поляритонов, рассмотрим именно этот тип возбуждений.

Используя теорему Флоке, спектр нормальных волн TE - и TM -типа рассматриваемой МСР с учетом (3), (8), (9) можно представить в виде (\mathbf{K}^α — блоховский волновой вектор $\alpha \equiv p, s$)

$$\cos(K^\alpha D) = \frac{T_{11}^\alpha + T_{22}^\alpha}{2}; \quad \alpha = p, s, \quad (10)$$

характерном для колебаний, обладающих зонным спектром [6]. На плоскости параметров ω и k_\perp границы зон определяются с помощью (8)–(10) условием $\cos(K^\alpha D) = \pm 1$.

Спектр коллективных поляритонных возбуждений s -типа рассматриваемой сверхрешетки (6)–(9) представляет собой результат гибридизации нормальных поляритонных колебаний отдельных идентичных АФМ пластин, которые связаны между собой через немагнитные диэлектрические слои среды 2. В пределе $q_2^s d_2 \gg 1$ из (10) следует, что формирующиеся зоны спектра TE -поляритонов рассматриваемой бесконечной МСР будут экспоненциально узкими. При этом в качестве нулевого приближения, определяющего на плоскости внешних параметров ω и k_\perp положение каждой из зон спектра, выступают законы дисперсии нормальных s -поляритонов, распространяющихся в изолированной АФМ пластине толщиной d_1 , помещенной в неограниченную среду 2 при наличии внешнего постоянного электрического поля, перпендикулярного поверхности пластины ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{n} \parallel OX$ и $\mathbf{k} \in XY$).

Рассмотрим индуцированные внешним электрическим полем особенности спектра TE -поляритонов, распространяющихся в АФМ пластине толщиной d_1 , погруженной в среду 2.

Стандартные электродинамические граничные условия в данном случае определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_1 n &= \varepsilon_2 \mathbf{E}_2 n, \quad \mathbf{E}_{1\tau} = \mathbf{E}_{2\tau}, \quad x = \pm d_1/2, \\ \mathbf{H}_1 n &= \mu_2 \mathbf{H}_2 n, \quad \mathbf{H}_{1\tau} = \mathbf{H}_{2\tau}, \quad x = \pm d_1/2, \\ |\mathbf{E}_2| &\rightarrow 0, \quad |\mathbf{H}_2| \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \pm \infty. \end{aligned} \quad (11)$$

В результате расчет показывает, что спектр поверхностных магнитных s -поляритонов ($q_{1,2}^s$)² > 0 для АФМ пластины, погруженной в среду с параметрами $\mu_2 = 1$,

$\epsilon_{2ik} = \epsilon_2 \delta_{ik} + \kappa_2 E_{0i} E_{0k}$, $i, k \equiv x, y, z$, при наличии постоянного внешнего электрического поля при $\mathbf{n} \parallel OX$ и $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ имеет с учетом (3) и (9) вид

$$(q_1^s)^2 + \mu_{yy}^2 (q_2^s)^2 + 2q_1^s q_2^s \mu_{yy} \operatorname{cth}(q_1^s d_1) = 0. \quad (12)$$

Под влиянием внешнего электрического поля в сверхрешетке рассматриваемого типа возможно появление дополнительных, новых по сравнению со случаем $|\mathbf{E}_0| = 0$ областей частот, в которых на плоскости ω и k_\perp формируется бесконечное счетное множество зон, являющихся результатом гибридизации нормальных объемных ТЕ-колебаний изолированной АФМ-пластины ($(q_1^s)^2 < 0$, $(q_2^s)^2 > 0$). Из (12) следует, что при $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ в спектре изолированной АФМ-пластины формируются два дополнительных по отношению к случаю $|\mathbf{E}_0| = 0$ частотных диапазонов, в которых вследствие квадратичного магнитооптического взаимодействия при $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ имеет место формирование объемных волн ТЕ-типа.

В частности, в отличие от случая $|\mathbf{E}_0| = 0$ формирующиеся при $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ моды спектра объемных поляритонов s -типа могут существовать в кулоновском пределе ($\omega/c \rightarrow 0$) при любом k_\perp в диапазоне частот $\mu_{xx}\mu_{yy} < 0$. В этом пределе дисперсионные соотношения можно представить в виде

$$k_\perp = \frac{1}{d} \sqrt{-\frac{\mu_{xx}}{\mu_{yy}}} \left(\pi n - \operatorname{arctg} \frac{2\sqrt{-\mu_{xx}\mu_{yy}}}{1 + \mu_{xx}\mu_{yy}} \right), \quad n = 1, 2, \dots \quad (13)$$

При этом если $\omega_{0x} < \omega_{0y} < \omega_{\mu x} < \omega_{\mu y}$, то объемные ТЕ-моды отвечают волнам обратного типа ($\partial\omega/\partial k_\perp < 0$) при $\omega_{0x} < \omega < \omega_{0y}$ и прямого ($\partial\omega/\partial k_\perp > 0$) при $\omega_{\mu x} < \omega < \omega_{\mu y}$. В случае $\omega_{0x} < \omega_{\mu x} < \omega_{0y} < \omega_{\mu y}$ тип объемных волн, относящихся к низкочастотному ($\omega_{0x} < \omega < \omega_{\mu x}$) и высокочастотному ($\omega_{0y} < \omega < \omega_{\mu y}$) диапазонам, не изменяется по сравнению с описанным выше. Во всех случаях каждая из ТЕ-мод спектра АФМ пластины в пределе $q_2^s d_2 \gg 1$ формирует соответствующую зону в спектре коллективных нормальных s -поляритонов рассматриваемой неограниченной МСР.

Рассмотрим спектр поверхностного поляритона ТЕ-типа, соответствующий в рассматриваемой АФМ пластине с $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{k} \in XY$ уже при $|\mathbf{E}_0| = 0$. Если E_{0y} превышает критическое значение E_c (где E_c определяется из условия $\omega_{0y} = \omega_{\mu x}$), то условия формирования указанного типа поляритона могут не выполняться, поскольку окажется невозможным одновременное выполнение соотношений $\mu_{yy} < 0$ и $\mu_{xx}\mu_{yy} > 0$. Таким образом, в этом случае исчезнет и соответствующая зона в спектре коллективных магнитных ТЕ-поляритонов неограниченной МСР.

В длинноволновом пределе ($q_1^s d_1 \ll 1$, $q_2^s d_2 \ll 1$) спектр коллективных ТЕ-поляритонов рассматриваемой неограниченной МСР может быть с учетом (3) представлен в виде

$$\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\mu}_{xx} \bar{\mu}_{yy} \bar{\epsilon}_{zz} - \left(\bar{\mu}_{xx} k_x^2 + \bar{\mu}_{yy} \frac{\omega^2}{c^2} \bar{y}^2 \right) = \bar{\mu}_{yy} k_y^2, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{xx} &= \frac{\mu_{xx}}{\mu_{xx} f_2 + f_1}, \quad \bar{\mu}_{yy} = \mu_{yy} f_1 + f_2, \\ \bar{\epsilon}_{zz} &= \epsilon_{zz} f_1 + \epsilon_2 f_2 - \frac{f_1 f_2 \gamma^2}{\mu_{xx} f_2 + f_1}; \quad \bar{y} = \frac{f_1 \gamma}{\mu_{xx} f_2 + f_1}, \\ f_1 &\equiv \frac{d_1}{D}, \quad f_2 \equiv \frac{d_2}{D}. \end{aligned} \quad (15)$$

Перейдем теперь к случаю полуограниченной МСР. Чтобы изучить влияние внешнего постоянного электрического поля на условия локализации s -поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся в МСР, будем считать, что последняя занимает нижнее полупространство ($x < 0$), тогда как верхнее полупространство занимает немагнитная пространственно однородная изотропная среда с диэлектрической $\tilde{\epsilon}$ и магнитной $\tilde{\mu}$ проницаемостями. Если верхний слой сверхрешетки является магнитным (среда 1), то система граничных условий, выполненных на внешней поверхности сверхрешетки ($x = 0$), может быть представлена в виде

$$\mathbf{E}_{1\tau} = (\tilde{\mathbf{E}})_\tau, \quad \mathbf{H}_{1\tau} = (\tilde{\mathbf{H}})_\tau, \quad \xi = 0. \quad (16)$$

В результате с учетом (8), (9) амплитудный коэффициент отражения объемной ТЕ-волны, падающей из глубины немагнитного полупространства на внешнюю поверхность рассматриваемой МСР, R^s и коэффициент прохождения W^s можно представить в виде

$$\begin{aligned} \tilde{Z}^s &\equiv -\frac{c}{\omega \tilde{\mu}} \sqrt{\tilde{\epsilon} \tilde{\mu} \frac{\omega^2}{c^2} - k_\perp^2}, \quad \beta = i K^s, \\ R^s &= \frac{\tilde{Z}^s T_{12}^s + e^{-\beta D} - T_{11}^s}{\tilde{Z}^s T_{12}^s - e^{-\beta D} + T_{11}^s}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$W^s = \frac{2\tilde{Z}^s T_{12}^s}{\tilde{Z}^s T_{12}^s - e^{-\beta D} + T_{11}^s}. \quad (18)$$

В соответствии с общей теорией волновых процессов в слоистых средах [5] полюс приведенного выше коэффициента отражения R^s на плоскости внешних параметров ω и k_\perp определяет с учетом (8), (9) закон дисперсии поверхностного магнитного поляритона ТЕ-типа, формирующегося на границе раздела полуограниченной сверхрешетки-полуограниченной немагнитной пространственно однородной среде:

$$(\tilde{Z}^s)^2 T_{12}^s + \tilde{Z}^s (T_{11}^s - T_{22}^s) - T_{21}^s = 0. \quad (19)$$

Степень его локализации в нижнем полупространстве вблизи поверхности сверхрешетки описывается следующим соотношением:

$$\exp(-\beta D) = T_{11}^s + \tilde{Z}^s T_{12}^s. \quad (20)$$

Пусть параметры среды, занимающей верхнее полупространство, и немагнитной среды 2, входящей в состав рассматриваемой двухкомпонентной сверхрешетки, идентичны ($Z^s \equiv Z_2^s$).

Расчет показал, что если при $\mathbf{n} \parallel OX$ в каждом из АФМ слоев, входящих в состав МСР, дисперсионные соотношения для волны s -типа соответственно имеют вид ($\nu = 0, 1, 2, \dots$)

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{xx} \varepsilon_{zz} - \frac{\mu_{xx}}{\mu_{yy}} \left(\frac{\pi(2\nu + 1)}{d_1} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2, \quad (21)$$

то обратная глубина проникновения соответствующей коллективной поверхностной поляритонной TE -волны в сверхрешетку определяется условием

$$\beta = \frac{1}{D} \left(d_2 \sqrt{k_{\perp}^2 - \varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2}} + i\pi \right). \quad (22)$$

В случае когда дисперсионное соотношение для поляритонов TE -типа в каждом из АФМ-слоев имеет вид

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{xx} \varepsilon_{zz} - \frac{\mu_{xx}}{\mu_{yy}} \frac{4\pi^2 \nu^2}{d_1^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2, \quad (23)$$

их обратная глубина проникновения в сверхрешетку определяется соотношением

$$\beta = \frac{d_2}{D} \sqrt{k_{\perp}^2 - \varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (24)$$

Следует отметить, что оба упомянутых варианта поверхностной поляритонной s -волны (21), (22) и (23), (24) возможны в рассматриваемой МСР и в отсутствие внешнего постоянного электрического поля. Однако при $|\mathbf{E}_0| = 0$ они не существуют в кулоновском пределе. Если же $|\mathbf{E}_0| \neq 0$, то, как следует из (21)–(24), ветви рассматриваемого типа поверхностного поляритона TE -типа существуют в кулоновском пределе в области частот, для которой одновременно выполнены условия $\mu_{xx} \mu_{yy} < 0$ и $(q_2^s)^2 > 0$.

Из соотношений (17), (18) следует, что при выполнении условия

$$(q_1^s)^2 < 0, \quad |q_1^s| = \frac{\nu\pi}{d_1}, \quad \nu = 0, 1, 2, \dots \quad (25)$$

через бесконечную сверхрешетку рассматриваемого типа возможно полное прохождение объемной электромагнитной s -поляризованной волны. Причем, по сравнению со случаем $|\mathbf{E}_0| = 0$, в отличном от нуля постоянном внешнем электрическом поле образуются две дополнительные области частот безотражательного прохождения объемной s -волны, которым отвечает выполнение условия $\mu_{xx} \mu_{yy} < 0$.

Помимо перечисленных в рассматриваемых условиях ($|\tilde{Z}^s| \equiv |Z_2^s|$) вблизи границы раздела двух полупространств МСР–немагнитный диэлектрик возможно существование также и третьего типа коллективной поверхностной поляритонной TE -волны. Ее дисперсионное соотношение и степень локализации вблизи поверхности

сверхрешетки при $Z_1^s = Z_2^s$ соответственно определяются следующими соотношениями:

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

$$\beta = \frac{q_1^s d_1 - q_2^s d_2}{D} > 0. \quad (27)$$

Здесь $q_{1,2}^s$ определяется из соотношений (9).

Следует отметить, что в рассматриваемой геометрии ($\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$) при выполнении условий $\beta = 0$ и $Z_1^s = -Z_2^s$ становится возможным эффект безотражательного прохождения объемной TE -волны, падающей извне на поверхность рассматриваемой двухкомпонентной МСР, состоящей из конечного числа периодов. Этот эффект перестает существовать, если $E_{0y} \geq E_c$.

Рассмотрим, как при $\mathbf{k} \in XY$ изменение относительной ориентации оси сверхрешетки \mathbf{n} и внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ повлияет на спектр TE -поляритонов рассматриваемой сверхрешетки.

4. Внешнее электрическое поле коллинеарно оси сверхрешетки

Рассмотрим теперь случай $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$ и $\mathbf{k} \in XY$. Для него матрица перехода для одного периода рассматриваемой сверхрешетки имеет вид

$$\begin{pmatrix} H_z(D) \\ E_x(D) \\ E_z(D) \\ H_x(D) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11}^p & T_{12}^p & 0 & 0 \\ T_{21}^p & T_{22}^p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_{11}^s & T_{12}^s \\ 0 & 0 & T_{21}^s & T_{22}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_z(0) \\ E_x(0) \\ E_z(0) \\ H_x(0) \end{pmatrix}, \quad (28)$$

где

$$T_{ik}^{\alpha} = N_{il}^{\alpha} M_{lk}^{\alpha}, \quad \alpha = p, s;$$

$$M_{11}^{\alpha} = \text{ch}(q_1^{\alpha} d_1) - \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1) \frac{Z_1^{\alpha} - Z_{1*}^{\alpha}}{Z_1^{\alpha} + Z_{1*}^{\alpha}},$$

$$M_{12}^{\alpha} = \frac{2 \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1)}{Z_1^{\alpha} + Z_{1*}^{\alpha}},$$

$$M_{21}^{\alpha} = 2 \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1) \frac{Z_1^{\alpha} Z_{1*}^{\alpha}}{Z_1^{\alpha} + Z_{1*}^{\alpha}},$$

$$M_{22}^{\alpha} = \text{ch}(q_1^{\alpha} d_1) + \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1) \frac{Z_1^{\alpha} - Z_{1*}^{\alpha}}{Z_1^{\alpha} + Z_{1*}^{\alpha}},$$

$$N_{11}^{\alpha} = \text{ch}(q_2^{\alpha} d_2), \quad N_{12}^{\alpha} = -\frac{\text{sh}(q_2^{\alpha} d_2)}{Z_2^{\alpha}},$$

$$N_{21}^{\alpha} = -Z_2^{\alpha} \text{sh}(q_2^{\alpha} d_2), \quad N_{22}^{\alpha} = \text{ch}(q_2^{\alpha} d_2). \quad (29)$$

Здесь ($k_{\perp}^2 \equiv k_x^2$)

$$\begin{aligned} Z_{1*}^p &= Z_1^p = i \frac{c}{\omega} \frac{q_1^p}{\varepsilon_{xx}}, & Z_2^p &= -i \frac{c}{\omega} \frac{q_2^p}{\varepsilon_2}, \\ Z_1^s &= -i \frac{c}{\omega \mu_{xx}} \left(q_1^s + \frac{\omega}{c} \gamma \right), \\ Z_{1*}^s &= -i \frac{c}{\omega \mu_{xx}} \left(q_1^s - \frac{\omega}{c} \gamma \right), \\ Z_2^s &= i \frac{c}{\omega} q_2^s, \\ q_1^p &= \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{yy}} k_{\perp}^2 - \mu_{zz} \varepsilon_{xx} \frac{\omega^2}{c^2}}, \\ q_1^s &= \sqrt{\frac{\mu_{xx}}{\mu_{yy}} k_{\perp}^2 + (\gamma^2 - \varepsilon_{zz} \mu_{xx}) \frac{\omega^2}{c^2}}, \\ q_2^p &= \sqrt{\varepsilon_2 \left(\frac{k_{\perp}^2}{\varepsilon_{2yy}} - \frac{\omega^2}{c^2} \right)}, & q_2^s &= \sqrt{k_{\perp}^2 - \varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Используя теорему Флоке, спектр нормальных волн ТЕ- и ТМ-типа рассматриваемой МСР с учетом (3), (29), (30) можно представить в виде (10).

Чтобы выяснить особенности, связанные с влиянием на поляритонный спектр внешнего электрического поля, так же как и в предыдущем разделе, вначале рассмотрим соотношение (10) в коротковолновом пределе $q_2^s d_2 \gg 1$. В этом пределе по-прежнему имеет место взаимно однозначное соответствие между экспоненциально узкими зонами спектра ТЕ-поляритонов рассматриваемой бесконечной МСР и нормальными модами спектра магнитных ТЕ-поляритонов АФМ пластины толщиной d_1 , помещенной в неограниченную среду 2.

Электродинамические граничные условия в данном случае определяются соотношениями

$$\mathbf{D}_1 \mathbf{n} = \varepsilon_{2yy} \mathbf{E}_2 \mathbf{n}, \quad \mathbf{E}_\tau = (\mathbf{E}_2)_\tau, \quad y = \pm d_1/2,$$

$$\mathbf{B}_1 \mathbf{n} = \mu_2 \mathbf{H}_2 \mathbf{n}, \quad \mathbf{H}_\tau = (\mathbf{H}_2)_\tau, \quad y = \pm d_1/2, \quad (31)$$

$$|\mathbf{E}_2| \rightarrow 0, \quad |\mathbf{H}_2| \rightarrow 0, \quad y \rightarrow \pm \infty. \quad (32)$$

В результате дисперсионное соотношение для спектра нормальных ТЕ-поляритонов, распространяющихся в пластине легкоосного антиферромагнетика, в случае $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$ и $\mathbf{k} \in XY$ может быть представлено в виде

$$(q_1^s)^2 + \mu_{xx}^2 (q_2^s)^2 - \gamma^2 \frac{\omega^2}{c^2} + 2q_1^s q_2^s \mu_{xx} \operatorname{cth}(q_1^s d_1) = 0. \quad (33)$$

Анализ (33) показывает, что, так же как и в случае $\mathbf{n} \parallel OX$ ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$), под влиянием внешнего электрического поля $\mathbf{n} \parallel \mathbf{E}_0 \parallel OY$ в области частот, определяемой соотношением $\mu_{xx} \mu_{yy} < 0$, становится возможным распространение объемных магнитных ТЕ-поляритонов, которые при $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ не исчезают в кулоновском пределе ($\omega/c \rightarrow 0$). Структурно соответствующие дисперсионные соотношения совпадают

с (13) с учетом замены $x \leftrightarrow y$. Однако в отличие от $\mathbf{n} \parallel OX$ ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$), если $\omega_{0x} < \omega_{0y} < \omega_{\mu x} < \omega_{\mu y}$ и $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$, объемные ТЕ-моды отвечают волнам прямого типа ($\partial\omega/\partial k_{\perp} > 0$) при $\omega_{0x} < \omega < \omega_{0y}$ и обратного ($\partial\omega/\partial k_{\perp} < 0$) при $\omega_{\mu x} < \omega < \omega_{\mu y}$. В случае $\omega_{0x} < \omega_{\mu x} < \omega_{0y} < \omega_{\mu y}$ и $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$ тип объемных волн, относящихся к низкочастотному ($\omega_{0x} < \omega < \omega_{\mu x}$) и высокочастотному ($\omega_{0y} < \omega < \omega_{\mu y}$) диапазонам, не изменяется.

Рассмотрим теперь, как при наличии постоянного внешнего электрического поля ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{E}_0 \parallel OY$) трансформируется спектр поверхностных магнитных s-поляритонов $(q_{1,2}^s)^2 > 0$ для АФМ-пластины, погруженной в среду с параметрами $\mu_2 = 1$, $\varepsilon_{2ik} = \varepsilon_2 \delta_{ik} + \kappa_2 E_{0i} E_{0k}$; $i, k \equiv x, y, z$. Анализ показывает, что в пределе $q_1^s d_1 \rightarrow \infty$ спектр этого типа возбуждений в изолированной АФМ-пластине толщиной d_1 , погруженной в среду 2, принимает вид

$$\left(q_1^s + \mu_{xx} q_2^s - \frac{\gamma \omega}{c} \right) \left(q_1^s + \mu_{xx} q_2^s + \frac{\gamma \omega}{c} \right) \cong 0, \quad (34)$$

если же $q_1^s d_1 \ll 1$, то

$$k_{\perp}^2 - \mu_{yy} \varepsilon_{zz} \frac{\omega^2}{c^2} + \mu_{xx} \mu_{yy} (q_2^s)^2 + 2 \frac{q_2^s \mu_{xx}}{d_1} \cong 0. \quad (35)$$

При этом число ветвей спектра (33) поверхностных $((q_1^s)^2 > 0, (q_2^s)^2 > 0)$ магнитных поляритонов ТЕ-типа зависит от толщины АФМ-пластины d_1 .

Проведенный анализ показал, что если одновременно выполняются условия

$$k_{\perp}^2 \leq \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_2 + \frac{\gamma^2}{\mu_{xx}^2} \right) \quad \text{и} \quad \mu_{xx} < 0, \quad (36)$$

то независимо от толщины пластины d_1 возможно существование только одной ветви спектра поверхностного магнитного ТЕ-поляритона.

Поверхностных магнитных s-поляритонов при любой толщине АФМ-пластины не существует, если одновременно не выполнены оба неравенства в (36).

Если ввести эффективную толщину пластины с помощью соотношения

$$d_{\text{cr}}^{\text{TE}} \equiv \left| 2q_2^s \mu_{xx} \left[(q_2^s \mu_{xx})^2 - \frac{\gamma^2 \omega^2}{c^2} \right]^{-1} \right|, \quad (37)$$

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

$$k_{\perp}^2 \geq \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_2 + \frac{\gamma^2}{\mu_{xx}^2} \right) \quad \text{и} \quad \mu_{xx} < 0, \quad (38)$$

и одной ветви, если одновременно

$$k_{\perp}^2 < \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_2 + \frac{\gamma^2}{\mu_{xx}^2} \right) \quad \text{и} \quad \mu_{xx} > 0. \quad (39)$$

Если же $d < d_{cr}^{TE}$, то для ω и k_{\perp} , одновременно удовлетворяющих (38), возможно формирование только одной ветви в спектре поверхностных магнитных поляритонов TE -типа, а в случае (39) формирование рассматриваемого типа поверхностных поляритонов при $d < d_{cr}^{TE}$ вообще невозможно. Таким образом, в рассматриваемой неограниченной МСР по крайней мере в пределе $q_1^s d_1 \gg 1$ при фиксированных внешних параметрах (E_0 , ω , k_{\perp}) число зон, связанных с наличием поверхностных TE -поляритонов, может существенно меняться при изменении толщины магнитных слоев.

По сравнению с рассмотренным выше случаем $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{n} \parallel OX$, при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{E}_0 \parallel OY$ и $|\tilde{Z}^s| \equiv |Z_2^s|$ трансформируется также и спектр коллективных поверхностных TE -поляритонов ($\mathbf{k} \in XY$) в рассматриваемой полуограниченной МСР ($Z_1^s = Z_2^s$). Соответствующий закон дисперсии имеет вид

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \times \left\{ \tilde{\varepsilon} + \left(\frac{\gamma\mu_{yy} + [\gamma^2\mu_{yy}^2 + (\varepsilon_{zz}\mu_{yy} - \tilde{\varepsilon})(1 - \mu_{yy}\mu_{xx})]^{1/2}}{1 - \mu_{yy}\mu_{xx}} \right)^2 \right\}. \quad (40)$$

При этом обратная глубина проникновения в сверхрешетку магнитного поляритона TE -типа, формирующегося вблизи ее внешней поверхности, определяется соотношением

$$\beta = \frac{q_1^s d_1 - q_2^s d_2}{D} > 0. \quad (41)$$

Здесь $q_{1,2}^s$ определяется из соотношений (30).

Следует отметить, что дисперсионные кривые всех найденных выше поверхностных поляритонных возбуждений TE -типа на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} лежат в запрещенных интервалах ($\text{ch}(\beta D) > 1$). Новым обстоятельством по сравнению со случаем $|\mathbf{E}_0| = 0$ является то, что при $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ в спектре коллективных поверхностных TE -поляритонов одномерного магнитного фотонного кристалла образуются дополнительные ветви, существование которых обусловлено влиянием квадратичного магнитооптического взаимодействия. Кроме того, условия локализации на плоскости внешних параметров (ω , k_{\perp}) и тип волны (определяется наличием коротковолновой точки окончания [7]) данного поверхностного TE -поляритона зависят как от величины, так и от знака проекции внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 на направление оси сверхрешетки (вектор \mathbf{n}).

Если среда, входящая в состав рассматриваемой полуограниченной МСР, и среда, занимающая верхнее полупространство, граничащее со сверхрешеткой, не идентичны, то анализ условий формирования и дисперсионных свойств коллективных поверхностных магнитных поляритонов как s -, так и p -типа в общем случае может быть проведен только численно. Однако

если ограничиться длинноволновым приближением, то указанная задача может быть аналитически решена в рамках метода эффективной среды.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе с использованием матрицы перехода проанализирован характер перестройки спектра поляритонов TE -типа полуограниченной МСР типа легкоосный (ось OZ) антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик под влиянием постоянного внешнего электрического поля, направленного ортогонально легкой магнитной оси АФМ среды. В качестве механизма, обеспечивающего связь между спиновой подсистемой структуры и внешним электрическим полем, выбрано квадратичное магнитооптическое взаимодействие, существование которого возможно в магнитной среде любой симметрии. Определены необходимые условия, при выполнении которых на границе раздела МСР–немагнитная среда становится возможным формирование дополнительных по отношению к случаю $|\mathbf{E}_0| = 0$ ветвей в спектре распространяющихся поверхностных коллективных магнитных TE -поляритонов. Исследованы дисперсионные свойства и характер локализации этих электромагнитных волн вблизи поверхности сверхрешетки в зависимости от ряда внешних параметров: постоянного внешнего электрического поля, частоты, волнового числа, относительной толщины магнитного и немагнитного слоев.

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

Список литературы

- [1] А.С. Савченко, С.В. Тарасенко. Опт. и спектр. **98**, 431 (2005).
- [2] А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, Т.Н. Тарасенко. Опт. и спектр. **100**, 972 (2006).
- [3] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1985). 336 с.
- [4] А.С. Боровик-Романов, Н.М. Крейнс, А.А. Панков, М.А. Талалаев. ЖЭТФ **64**, 1762 (1973).
- [5] Л.М. Бреховских. Волны в слоистых средах. Наука, М. (1973). 343 с.
- [6] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Наука, М. (1989). 288 с.
- [7] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.В. Миллса. Наука, М. (1985). 526 с.