

ПОЛЯРИТОННАЯ ДИНАМИКА ОДНОМЕРНОГО МАГНИТНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

*Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, С. В. Тарасенко**

*Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины
83114, Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 17 июля 2007 г.

На примере полуограниченного одномерного магнитного фотонного кристалла типа легкоосный антиферромагнетик – немагнитный диэлектрик, находящегося в постоянных взаимно ортогональных магнитном и электрическом полях, определены условия, при выполнении которых квадратичное магнитооптическое взаимодействие приводит к целому ряду аномалий в условиях отражения и распространения волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность сверхрешетки. Считается, что легкая магнитная ось коллинеарна направлению электрического поля.

PACS: 41.20.-q, 03.65.Ge

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в последние годы число работ, посвященных анализу различных аспектов распространения электромагнитных волн в одно-, двух- и трехмерных магнитных фотонных кристаллах на основе антиферромагнитной среды непрерывно растет [1–3]. Это обусловлено не только необходимостью освоения ближнего ИК-диапазона, но и возможностью целенаправленного и эффективного влияния на характер распространения и локализации электромагнитных волн в таких средах с помощью легко реализуемых внешних полей, прежде всего, магнитного. На этом фоне практически отсутствуют работы, связанные с влиянием на поляритонную динамику ограниченного магнитного фотонного кристалла (МФК) с помощью постоянного внешнего электрического поля (см., например, [1]), несмотря на то что создание синтетических (искусственных) мультиферроиков приобретает в последнее время все большую актуальность. Одним из ключевых вопросов для понимания особенностей распространения электромагнитных волн в таких средах является анализ поляритонной динамики вблизи границы раздела магнитной и немаг-

нитной сред в условиях одновременного наложения как магнитного, так и электрического полей. До сих пор такой вопрос не рассматривался, несмотря на то что в работе [4] на примере пространственно-однородного ограниченного легкоосного антиферромагнетика (ЛОАФМ) было показано, что вследствие квадратичного магнитооптического взаимодействия внешнее постоянное электрическое поле может качественно изменить условия прохождения и локализации магнитных поляритонов не только ТЕ-, но и ТМ-типа вблизи границы раздела негиротропный магнетик – немагнитный диэлектрик. Это в свою очередь приводит к существенной перестройке спектра коллективных поверхностных магнитных поляритонов s - и p -типа, распространяющихся вдоль внешней поверхности одномерного полуограниченного магнитного фотонного кристалла типа ЛОАФМ – немагнитный диэлектрик, помещенного в постоянное внешнее электрическое поле [5]. Что же касается роли квадратичного магнитооптического взаимодействия в поляритонной динамике «нескомпенсированного» одномерного магнитного фотонного кристалла в присутствии ненулевого постоянного внешнего электрического поля, то до сих пор такой анализ не проводился.

В связи с этим, целью данной работы является изучение влияния квадратичного магнитоопти-

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

ческого взаимодействия на условия отражения объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность полуграниченного одномерного магнитного фотонного кристалла типа ЛО АФМ – немагнитный диэлектрик, находящегося в скрещенных магнитном и электрическом полях.

Работа состоит из нескольких разделов. В разд. 2 дана постановка задачи, приведены материальные соотношения для магнитной и немагнитной сред, составляющих одномерную сверхрешетку типа ЛО АФМ – немагнитный диэлектрик. На основе совместного анализа материальных соотношений и межслоевых граничных условий определены положения, при выполнении которых в постоянном электрическом поле, коллинеарном легкой магнитной оси (z), в сверхрешетке имеет место независимое распространение магнитных поляритонов ТМ- и ТЕ-типа. Среди указанных геометрий отобраны те, для которых внешнее электрическое поле приводит к существенной трансформации спектра поляритонов p - или s -типа по сравнению со случаем $|\mathbf{E}_0| = 0$. В разд. 3 с помощью матрицы перехода проанализированы особенности спектра коллективных поверхностных поляритонов в полуграниченном МФК для двух случаев: 1) внешнее постоянное электрическое поле \mathbf{E}_0 коллинеарно легкой магнитной оси \mathbf{l}_0 антиферромагнетика и нормали \mathbf{n} к границе раздела МФК – немагнитный диэлектрик, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n}$; 2) $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \perp \mathbf{n}$. Спектр поверхностных поляритонов на границе раздела ЛО АФМ – немагнитный диэлектрик во внешних постоянных электрическом и магнитном полях проанализирован в разд. 4. В разд. 5 выяснены особенности поляритонного спектра в пластине ЛО АФМ в постоянном электрическом поле. В следующих двух разделах, соответственно для двух магнитооптических конфигураций ($\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{n} \parallel y$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$) и ($\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$), рассмотрены эффекты отражения и преломления электромагнитных волн, падающих из немагнитной диэлектрической среды на мелкослоистую сверхрешетку ЛО АФМ – немагнитный диэлектрик. В Заключении приведены основные выводы, следующие из полученных результатов.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим двухкомпонентную одномерную магнитную сверхрешетку (МСР) типа ЛО АФМ (среда 1) – немагнитный диэлектрик (среда 2). Будем считать, что приложенное внешнее постоянное электри-

ческое поле \mathbf{E}_0 коллинеарно направлению легкой магнитной оси z , тогда как внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0 \parallel x \perp \mathbf{E}_0$. Предположим также, что при температуре выше температуры Нееля обе среды, входящие в состав сверхрешетки, являются идентичными по своим магнито- и электрооптическим свойствам. В этом случае плотность энергии для двухподрешеточной модели ЛО АФМ ($\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) в терминах векторов ферромагнетизма \mathbf{m} ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) и антиферромагнетизма \mathbf{l} ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$) с учетом квадратичного магнитооптического взаимодействия в приближении $|\mathbf{m}_0| \ll |\mathbf{l}_0| \approx 1$, можно представить в виде [4–7]

$$F = F_m + F_{m_0} - \frac{\varepsilon M_0^2 e^2}{8\pi}, \quad (1)$$

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

$$F_{m_0} = -\frac{M_0^2}{8\pi} [\lambda_1 e_z^2 l^2 + \lambda_2 (e_x^2 + e_y^2) l^2 + \lambda_3 e_z^2 l_z^2 + \lambda_4 (e_x^2 + e_y^2) l_z^2 + \lambda_5 e_z l_z (e_x l_x + e_y l_y) + \lambda_7 e_x e_y l_x l_y + \lambda_8 (e_x^2 - e_y^2) (l_x^2 - l_y^2)]. \quad (3)$$

Здесь δ и β – соответственно константы однородного межподрешеточного обмена и одноосной анизотропии ($\beta > 0$), \mathbf{e} и \mathbf{h} – соответственно нормированные электрическое и магнитное поля ($\mathbf{h} = \mathbf{H}_1/M_0$, $\mathbf{e} = \mathbf{E}_1/M_0$), ε – статическая диэлектрическая проницаемость антиферромагнитной среды, λ_i ($i = 1-8$) – линейные комбинации компонент тензора магнитооптических констант.

Динамические свойства исследуемой модели в рамках феноменологической теории описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя помимо уравнений Максвелла также и уравнения Ландау – Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} . Учитывая, что для выбранной ориентации магнитного и электрического полей в состоянии равновесия $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 \parallel x$ для электромагнитной волны с частотой ω материальные соотношения для компонент векторов магнитной \mathbf{V}_1 и электрической \mathbf{D}_1 индукции в ЛО АФМ (среда 1) могут быть представлены в виде

$$\mathbf{V}_1 = \overset{\leftrightarrow}{\mu} \mathbf{H}_1 + \overset{\leftrightarrow}{\alpha}{}^{me} \mathbf{E}_1, \quad \mathbf{D}_1 = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon} \mathbf{E}_1 + \overset{\leftrightarrow}{\alpha}{}^{em} \mathbf{H}_1, \quad (4)$$

где ненулевые компоненты тензоров магнитной $\overset{\leftrightarrow}{\mu}$, диэлектрической $\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}$, магнитоэлектрической $\overset{\leftrightarrow}{\alpha}{}^{me}$ и электромагнитной $\overset{\leftrightarrow}{\alpha}{}^{em}$ проницаемостей определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
 \mu_{xx} &= \frac{\omega_{\mu x}^2 - \omega^2}{\Delta}, & \mu_{yy} &= \frac{\omega_{\mu y}^2 - \omega^2}{\Delta_1}, \\
 \mu_{zz} &= \frac{\omega_{\mu z}^2 - \omega^2}{\Delta_1}, & \mu_{zy} &= -\mu_{yz} = \mu_* i, \\
 \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{\perp} \frac{\omega_{\varepsilon x}^2 - \omega^2}{\Delta_1}, & \varepsilon_{yy} &= \varepsilon_{\perp} \frac{\omega_{\varepsilon y}^2 - \omega^2}{\Delta}, \\
 \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_{\parallel} \frac{\omega_{\varepsilon z}^2 - \omega^2}{\Delta}, & \varepsilon_{zy} &= -\varepsilon_{yz} = \varepsilon_* i, \\
 \mu_* &= \frac{\varphi \omega_h \omega}{\Delta_1}, & \varepsilon_* &= \frac{h \xi_2 \xi_3 \omega}{2\pi \omega_s \delta \Delta}, \\
 \alpha_{xy}^{me} &= -\alpha_{yx}^{em} = -\gamma_1 i, & \alpha_{yx}^{me} &= -\alpha_{xy}^{em} = \gamma_2 i, \\
 \alpha_{zx}^{me} &= \alpha_{xz}^{em} = -\gamma_3, & \alpha_{xz}^{me} &= \alpha_{zx}^{em} = -\gamma_4.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 \gamma_1 &= \frac{\xi_1 \omega}{\Delta}, & \gamma_2 &= \frac{\xi_1 \omega}{\Delta_1}, \\
 \gamma_3 &= \frac{\xi_1 \omega_h}{\Delta_1}, & \gamma_4 &= \frac{2\bar{b} \xi_3 \omega}{\delta \Delta}, \\
 \Delta &= \omega_0^2 - \omega^2, & \Delta_1 &= \omega_0^2 + \omega_h^2 - \omega^2, \\
 \omega_0^2 &= \frac{\delta \bar{b} \omega_s^2}{4}, & \omega_{\mu x}^2 &= (\varphi + 1) \omega_0^2, \\
 \omega_{\mu y}^2 &= (\varphi + 1) (\omega_0^2 + \omega_h^2), \\
 \omega_{\mu z}^2 &= \omega_0^2 + (\varphi + 1) \omega_h^2, \\
 \omega_{\varepsilon x}^2 &= \omega_0^2 + \omega_h^2 + \frac{\xi_1^2}{\varepsilon_{\perp} \varphi}, & \omega_{\varepsilon y}^2 &= \omega_0^2 + \frac{\xi_2^2}{\varepsilon_{\perp} \varphi}, \\
 \omega_{\varepsilon z}^2 &= \omega_0^2 + \frac{\bar{b} h^2 \xi_2^2}{\varepsilon_{\parallel} \pi \delta^2}, \\
 \xi_1 &= \xi_2 = \frac{\lambda_5 e_0 \omega_s}{2}, & \xi_3 &= (\lambda_1 + \lambda_3) e_0 \omega_s, \\
 \varepsilon_{\perp} &= \varepsilon + 2(\lambda_2 + \lambda_4), & \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon + 2(\lambda_1 + \lambda_3), \\
 \bar{b} &= b + \frac{\lambda_3 e_0^2}{4\pi}, & \omega_h &= h_0 \omega_s, \\
 \omega_s &= g M_0, & \varphi &= \frac{16\pi}{\delta},
 \end{aligned} \tag{6}$$

$h_0 = H_0/M_0$, $e_0 = E_0/M_0$, g — магнитомеханическое отношение.

Немагнитную среду (среда 2) будем считать изотропной ($\varepsilon_2 = \text{const}$, $\mu_2 = 1$) и для нее материальные соотношения имеют вид

$$\mathbf{B}_2 = \mathbf{H}_2, \quad \mathbf{D}_2 = \varepsilon_2 \mathbf{E}_2. \tag{7}$$

В этом случае не только для немагнитного диэлектрика (7), но и для рассматриваемой модели неограниченного антиферромагнетика (4)–(6) имеет место независимое распространение поляритонов ТЕ- и ТМ-типа с волновым вектором $\mathbf{k} \in yz$. Для ТМ-волны имеем

$$\begin{aligned}
 &\varepsilon_{yy} k_y^2 + \varepsilon_{zz} k_z^2 - \frac{2\omega}{c} (\varepsilon_* \gamma_1 - \varepsilon_{yy} \gamma_4) k_y - \frac{\omega^2}{c^2} \times \\
 &\times [\mu_{xx} (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2) + 2\varepsilon_* \gamma_1 \gamma_4 - \varepsilon_{yy} \gamma_4^2 - \varepsilon_{zz} \gamma_1^2] = 0, \tag{8}
 \end{aligned}$$

для ТЕ-волны —

$$\begin{aligned}
 &\mu_{yy} k_y^2 + \mu_{zz} k_z^2 + \frac{2\omega}{c} (\mu_* \gamma_2 - \mu_{yy} \gamma_3) k_y - \frac{\omega^2}{c^2} \times \\
 &\times [\varepsilon_{xx} (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2) + \\
 &+ 2\mu_* \gamma_2 \gamma_3 - \mu_{yy} \gamma_3^2 - \mu_{zz} \gamma_2^2] = 0. \tag{9}
 \end{aligned}$$

Таким образом, из формул (8), (9) следует, что в постоянных скрещенных магнитном и электрическом полях квадратичное магнитооптическое взаимодействие приводит к невзаимности спектра нормальной поляритонной волны ТМ- или ТЕ-типа относительно инверсии направления распространения в ЛО АФМ вдоль оси y .

Если на границах соседних слоев сверхрешетки с нормалью \mathbf{n} к поверхности выполнена стандартная система электродинамических условий ($\boldsymbol{\tau} \perp \mathbf{n}$):

$$\begin{aligned}
 \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n} &= \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{n}, & \mathbf{E}_{1\boldsymbol{\tau}} &= \mathbf{E}_{2\boldsymbol{\tau}}, \\
 \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} &= \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n}, & \mathbf{H}_{1\boldsymbol{\tau}} &= \mathbf{H}_{2\boldsymbol{\tau}},
 \end{aligned} \tag{10}$$

то при условии, что $\mathbf{n} \parallel z$ или $\mathbf{n} \parallel y$ для заданной магнитооптической конфигурации становится возможным независимое распространение ТМ- и ТЕ-поляритонов с $\mathbf{k} \in yz$ в каждом из слоев рассматриваемого одномерного МФК.

В дальнейшем ограничимся анализом только этих относительных ориентаций векторов \mathbf{n} , \mathbf{H}_0 , \mathbf{l}_0 , \mathbf{E}_0 считая, что волновой вектор \mathbf{k} , падающей извне на поверхность рассматриваемой магнитной сверхрешетки ТМ- или ТЕ-волны лежит в плоскости yz .

Пусть нормальная компонента волнового вектора \mathbf{k} соизмерима с периодом МСР, равным $D = d_1 + d_2$, где d_1 и d_2 — соответственно толщины магнитного и немагнитного слоев, образующих элементарный период рассматриваемой сверхрешетки.

3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ОДНОМЕРНОМ ГИРОТРОПНОМ МФК В ПОСТОЯННОМ ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

При изучении влияния скрещенных магнитного и электрического полей на условия прохождения и локализации p - или s -поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся в рассматриваемой МСР, будем считать, что последняя занимает

полупространство $\eta < 0$ (η — координата вдоль нормали к МСР; для рассматриваемых магнитооптических конфигураций $\eta = y, z$). При $\eta > 0$ имеет место немагнитная, пространственно-однородная, изотропная среда с постоянной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}$. Если верхний слой сверхрешетки является магнитным (среда 1), то система граничных условий, выполненных на внешней поверхности сверхрешетки $\eta = 0$, может быть представлена в виде

$$\mathbf{E}_{1\tau} = \tilde{\mathbf{E}}_{\tau}, \quad \mathbf{H}_{1\tau} = \tilde{\mathbf{H}}_{\tau}, \quad (11)$$

где $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{H}}$ — напряженности электрического и магнитного полей во внешней немагнитной среде.

Рассмотрим первую из указанных выше магнитооптических конфигураций, допускающих в рассматриваемой МСР независимое распространение поляритонов ТМ- и ТЕ-типа: $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel z$. Из расчета следует, что с учетом формул (5)–(10) матрица перехода T_{ik}^{α} , связывающая тангенциальные компоненты векторов \mathbf{h} и \mathbf{e} в начале и конце элементарного периода рассматриваемого одномерного МФК, определяется следующими соотношениями:

$$\begin{pmatrix} h_x(-D) \\ e_y(-D) \\ e_x(-D) \\ h_y(-D) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11}^p & T_{12}^p & 0 & 0 \\ T_{21}^p & T_{22}^p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_{11}^s & T_{12}^s \\ 0 & 0 & T_{21}^s & T_{22}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x(0) \\ e_y(0) \\ e_x(0) \\ h_y(0) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$T_{ik}^{\alpha} = N_{il}^{\alpha} M_{lk}^{\alpha}, \quad \alpha = p, s, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} M_{11}^{\alpha} &= \text{ch}(q_1^{\alpha} d_1) + \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1) \frac{Z_1^{\alpha} + Z_{1*}^{\alpha}}{Z_1^{\alpha} - Z_{1*}^{\alpha}}, \\ M_{12}^{\alpha} &= -\frac{2 \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1)}{Z_1^{\alpha} - Z_{1*}^{\alpha}}, \\ M_{21}^{\alpha} &= \frac{2 Z_1^{\alpha} Z_{1*}^{\alpha} \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1)}{Z_1^{\alpha} - Z_{1*}^{\alpha}}, \\ M_{22}^{\alpha} &= \text{ch}(q_1^{\alpha} d_1) - \text{sh}(q_1^{\alpha} d_1) \frac{Z_1^{\alpha} + Z_{1*}^{\alpha}}{Z_1^{\alpha} - Z_{1*}^{\alpha}}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} N_{11}^{\alpha} &= \text{ch}(q_2^{\alpha} d_2), \quad N_{12}^{\alpha} = -\text{sh}(q_2^{\alpha} d_2)/Z_2^{\alpha}, \\ N_{21}^{\alpha} &= -Z_2^{\alpha} \text{sh}(q_2^{\alpha} d_2), \quad N_{22}^{\alpha} = \text{ch}(q_2^{\alpha} d_2). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь q_i^{α} — обратная глубина проникновения нормальной поляритонной волны ТМ- ($\alpha = p$) или ТЕ-типа ($\alpha = s$) в среду i ($i = 1, 2$):

$$\begin{aligned} q_1^s &= \left\{ \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} \left(k_{\perp} + \frac{\omega}{c} \frac{\mu_* \gamma_2 - \mu_{yy} \gamma_3}{\mu_{yy}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)(\epsilon_{xx} \mu_{yy} - \gamma_2^2)}{\mu_{yy} \mu_{zz}} \right\}^{1/2}, \\ q_1^p &= \left\{ \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} \left(k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_* \gamma_1 - \epsilon_{yy} \gamma_4}{\epsilon_{yy}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\epsilon_{yy} \epsilon_{zz} - \epsilon_*^2)(\mu_{xx} \epsilon_{yy} - \gamma_1^2)}{\epsilon_{yy} \epsilon_{zz}} \right\}^{1/2}, \\ q_2^s &= q_2^p = q_2 = \sqrt{k_{\perp}^2 - \epsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2}}, \\ \tilde{q} &= \sqrt{k_{\perp}^2 - \tilde{\epsilon} \frac{\omega^2}{c^2}}, \quad k_{\perp} = k_y, \end{aligned} \quad (16)$$

Z_i^s и Z_i^p — поверхностные импедансы для волн соответственно ТЕ- и ТМ-типа, распространяющихся в глубь МСР, а Z_{i*}^s и Z_{i*}^p — поверхностные импедансы для волн ТЕ- и ТМ-типа, распространяющихся в МСР в обратном направлении:

$$\begin{aligned} Z_1^s &= \frac{ic\mu_{zz}}{\omega(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \times \\ &\times \left\{ -q_1^s - \left[\frac{\mu_*}{\mu_{zz}} k_{\perp} + \frac{\omega(\mu_{zz}\gamma_2 - \mu_*\gamma_3)}{c\mu_{zz}} \right] \right\}, \\ Z_{1*}^s &= \frac{ic\mu_{zz}}{\omega(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \times \\ &\times \left\{ q_1^s - \left[\frac{\mu_*}{\mu_{zz}} k_{\perp} + \frac{\omega(\mu_{zz}\gamma_2 - \mu_*\gamma_3)}{c\mu_{zz}} \right] \right\}, \\ Z_1^p &= \frac{ic\epsilon_{zz}}{\omega(\epsilon_{yy}\epsilon_{zz} - \epsilon_*^2)} \times \\ &\times \left\{ q_1^p + \left[\frac{\epsilon_*}{\epsilon_{zz}} k_{\perp} - \frac{\omega(\epsilon_{zz}\gamma_1 - \epsilon_*\gamma_4)}{c\epsilon_{zz}} \right] \right\}, \\ Z_{1*}^p &= \frac{ic\epsilon_{zz}}{\omega(\epsilon_{yy}\epsilon_{zz} - \epsilon_*^2)} \times \\ &\times \left\{ -q_1^p + \left[\frac{\epsilon_*}{\epsilon_{zz}} k_{\perp} - \frac{\omega(\epsilon_{zz}\gamma_1 - \epsilon_*\gamma_4)}{c\epsilon_{zz}} \right] \right\}, \\ Z_2^s &= -Z_{2*}^s = -icq_2^s/\omega, \\ Z_2^p &= -Z_{2*}^p = icq_2^p/\omega\epsilon_2, \\ \tilde{Z}^s &= -\tilde{Z}_*^s = -ic\tilde{q}/\omega, \quad \tilde{Z}^p = -\tilde{Z}_*^p = ic\tilde{q}/\omega\tilde{\epsilon}. \end{aligned} \quad (17)$$

Что касается второй из указанных выше магнитооптических конфигураций, допускающих в исследуемой МСР независимое распространение поляритонов ТМ- и ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in yz$: $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel y$, то, как показывает расчет, после замены $y \rightarrow z$ в (12) структура соотношений (13), (15) останется без изменений, тогда как соотношения (14), (16), (17) примут вид

$$\begin{aligned}
 M_{11}^\alpha &= \exp(ib_1^\alpha d_1) \times \\
 &\times \left[\operatorname{ch}(a_1^\alpha d_1) + \operatorname{sh}(a_1^\alpha d_1) \frac{Z_1^\alpha + Z_{1*}^\alpha}{Z_1^\alpha - Z_{1*}^\alpha} \right], \\
 M_{12}^\alpha &= -2 \exp(ib_1^\alpha d_1) \frac{\operatorname{sh}(a_1^\alpha d_1)}{Z_1^\alpha - Z_{1*}^\alpha}, \\
 M_{21}^\alpha &= 2 \exp(ib_1^\alpha d_1) \frac{Z_1^\alpha Z_{1*}^\alpha \operatorname{sh}(a_1^\alpha d_1)}{Z_1^\alpha - Z_{1*}^\alpha}, \\
 M_{22}^\alpha &= \exp(ib_1^\alpha d_1) \times \\
 &\times \left[\operatorname{ch}(a_1^\alpha d_1) - \operatorname{sh}(a_1^\alpha d_1) \frac{Z_1^\alpha + Z_{1*}^\alpha}{Z_1^\alpha - Z_{1*}^\alpha} \right],
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

где

$$\begin{aligned}
 Z_1^s &= \frac{ic\mu_{yy}}{\omega(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(a_1^s - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} k_\perp \right), \\
 Z_{1*}^s &= \frac{ic\mu_{yy}}{\omega(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(-a_1^s - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} k_\perp \right), \\
 Z_1^p &= \frac{i c \varepsilon_{yy}}{\omega(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(-a_1^p + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} k_\perp \right), \\
 Z_{1*}^p &= \frac{i c \varepsilon_{yy}}{\omega(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(a_1^p + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} k_\perp \right).
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

Здесь

$$q_1^\alpha = a_1^\alpha + ib_1^\alpha, \quad \alpha = p, s, \tag{20}$$

$$\begin{aligned}
 a_1^s &= \left\{ \frac{\mu_{zz} k_\perp^2}{\mu_{yy}} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{yy} - \gamma_2^2)}{\mu_{yy}^2} \right\}^{1/2}, \\
 b_1^s &= \sigma \frac{\omega}{c} \frac{\mu_* \gamma_2 - \mu_{yy} \gamma_3}{\mu_{yy}}, \\
 a_1^p &= \left\{ \frac{\varepsilon_{zz} k_\perp^2}{\varepsilon_{yy}} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{yy} - \gamma_1^2)}{\varepsilon_{yy}^2} \right\}^{1/2}, \\
 b_1^p &= -\sigma \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_* \gamma_1 - \varepsilon_{yy} \gamma_4}{\varepsilon_{yy}}, \\
 q_2^s &= q_2^p = \sqrt{k_\perp^2 - \frac{\varepsilon_2 \omega^2}{c^2}}, \quad \tilde{q} = \sqrt{k_\perp^2 - \frac{\tilde{\varepsilon} \omega^2}{c^2}}, \\
 k_\perp &= k_z, \quad \sigma = \operatorname{sign}(k_y).
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

В результате, как для $\mathbf{n} \parallel y$, так и для $\mathbf{n} \parallel z$ с учетом (11), (12) амплитудный коэффициент отражения R^α и коэффициент прохождения W^α объемной волны с $\mathbf{k} \in yz$, падающей из глубины немагнитного полупространства на внешнюю поверхность рассматриваемой магнитной сверхрешетки ($\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$,

$\mathbf{H}_0 \parallel x$), можно представить в виде ($\tilde{Z}^s = -\tilde{Z}_*^s$, $\tilde{Z}^p = -\tilde{Z}_*^p$ — импедансы для внешней среды)

$$R^\alpha = \frac{(\tilde{Z}_*^\alpha)^2 T_{12}^\alpha + \tilde{Z}_*^\alpha (T_{11}^\alpha - T_{22}^\alpha) + T_{21}^\alpha}{(\tilde{Z}_*^\alpha)^2 T_{12}^\alpha + \tilde{Z}_*^\alpha (T_{11}^\alpha - T_{22}^\alpha) - T_{21}^\alpha}, \tag{22}$$

$$W^\alpha = 2 \frac{(\tilde{Z}_*^\alpha)^2 T_{12}^\alpha + \tilde{Z}_*^\alpha (T_{11}^\alpha - T_{22}^\alpha)}{(\tilde{Z}_*^\alpha)^2 T_{12}^\alpha + \tilde{Z}_*^\alpha (T_{11}^\alpha - T_{22}^\alpha) - T_{21}^\alpha}. \tag{23}$$

В соответствии с общей теорией волновых процессов в слоистых средах, полюс приведенного выше коэффициента отражения R^α на плоскости внешних параметров ω и k_\perp определяет закон дисперсии поверхностного магнитного поляритона ТМ- или ТЕ-типа, формирующегося на границе раздела МСР и немагнитной пространственно-однородной среды:

$$(\tilde{Z}_*^\alpha)^2 T_{12}^\alpha + \tilde{Z}_*^\alpha (T_{11}^\alpha - T_{22}^\alpha) - T_{21}^\alpha = 0, \quad \alpha = p, s. \tag{24}$$

Определим обратную глубину проникновения в МСР неоднородной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа как

$$\operatorname{ch}(\beta^\alpha D) = \frac{T_{11}^\alpha + T_{22}^\alpha}{2}, \quad \alpha = p, s. \tag{25}$$

Если параметры среды, занимающей верхнее полупространство, и немагнитной среды 2, входящей в состав рассматриваемой двухкомпонентной сверхрешетки, идентичны ($\tilde{Z}^\alpha = Z_2^\alpha$), то из формул (13), (24) и (25) следует, что для формирования в рассматриваемых условиях коллективной поверхностной ($(\beta^\alpha)^2 > 0$) поляритонной волны ТМ- или ТЕ-типа необходимо, чтобы одновременно с условием $(q_2^\alpha)^2 > 0$ выполнялось также условие

$$q_1^\alpha = \frac{\pi\nu}{d_1} i, \quad \nu = 0, 1, 2, \dots \tag{26}$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel z$

или

$$q_1^\alpha = \frac{\pi\nu}{d_1} i, \quad \nu = 0, 1, 2, \dots \tag{27}$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel y$.

При этом для обеих рассматриваемых магнитооптических конфигураций в случае $\nu = 2n + 1$, $n = 0, 1, 2, \dots$ обратная глубина проникновения такой коллективной поверхностной поляритонной волны в сверхрешетку определяется условием

$$\beta^\alpha = [q_2^\alpha d_2 + (2n + 1)\pi i] / D, \quad n = 0, 1, 2, \dots \tag{28}$$

Если же $\nu = 2n$, $n = 0, 1, 2, \dots$, то обратная глубина проникновения коллективной поверхностной волны в одномерный МФК определяется соотношением

$$\beta^\alpha = q_2^\alpha d_2 / D, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (29)$$

Из формул (23), (24) следует, что в обоих вариантах дисперсионное соотношение для спектра коллективной поверхностной поляритонной магнитной волны совпадает с законом дисперсии объемной волны, распространяющейся в рассматриваемой геометрии вдоль ЛОАФМ пластины толщиной d_1 , обе поверхности которой имеют идеальное металлическое покрытие. В данном случае закон дисперсии для волны ТЕ- и ТМ-типа соответственно принимает вид ($\mathbf{n} \parallel z$)

$$\left(\frac{\pi\nu}{d_1}\right)^2 = \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} \left(k_\perp + \frac{\omega}{c} \frac{\mu_* \gamma_2 - \mu_{yy} \gamma_3}{\mu_{yy}}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx} \mu_{yy} - \gamma_2^2)}{\mu_{yy} \mu_{zz}}, \quad (30)$$

$$\left(\frac{\pi\nu}{d_1}\right)^2 = \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} \left(k_\perp - \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_* \gamma_1 - \varepsilon_{yy} \gamma_4}{\varepsilon_{yy}}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx} \varepsilon_{yy} - \gamma_1^2)}{\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz}}. \quad (31)$$

До сих пор мы рассматривали возможность формирования коллективных поверхностных магнитных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа только при одновременном выполнении условий

$$(q_1^\alpha)^2 < 0, \quad (q_2^\alpha)^2 > 0, \quad \alpha = p, s. \quad (32)$$

Вместе с тем анализ показывает, что если одновременно выполнены следующие неравенства:

$$\begin{aligned} (q_1^\alpha)^2 > 0, \quad (q_2^\alpha)^2 > 0, \quad \mathbf{n} \parallel z, \\ (a_1^\alpha)^2 > 0, \quad (q_2^\alpha)^2 > 0, \quad \mathbf{n} \parallel y, \\ \alpha = p, s, \end{aligned} \quad (33)$$

то вблизи границы раздела двух полупространств МСР – немагнитная среда ($\tilde{Z}^\alpha = Z_2^\alpha$) при $\mathbf{k} \in yz$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$ и $\mathbf{H}_0 \parallel x$ вследствие квадратичного магнитооптического взаимодействия формируется дополнительный тип коллективного поверхностного магнитного поляритона ТМ- или ТЕ-типа. С помощью формул (17), (19)–(21) его дисперсионное соотношение как при $\mathbf{n} \parallel z$, так и при $\mathbf{n} \parallel y$ может быть представлено в виде

$$Z_1^\alpha = -Z_2^\alpha, \quad \alpha = p, s, \quad (34)$$

тогда как соответствующую обратную глубину проникновения данного типа коллективной поверхностной поляритонной волны s - или p -типа в одномерный МФК можно записать как

$$\beta^\alpha = \frac{q_1^\alpha d_1 - q_2^\alpha d_2}{D} > 0, \quad \mathbf{n} \parallel z, \quad (35)$$

$$\beta^\alpha = \frac{a_1^\alpha d_1 - q_2^\alpha d_2 - i b_1^\alpha d_1}{D}, \quad \mathbf{n} \parallel y. \quad (36)$$

Таким образом, условия локализации поляритонной волны s - или p -типа вблизи поверхности рассматриваемой МСР при $\mathbf{n} \parallel z$ могут быть представлены в виде $q_1^\alpha d_1 > q_2^\alpha d_2$, $\alpha = p, s$.

Следует отметить, что в отличие от случая, когда $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel y$, для конфигурации $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel z$ спектры всех найденных выше типов поверхностных поляритонных волн как ТМ-, так и ТЕ-типа обладают невзаимностью относительно инверсии направления распространения вдоль оси y и существенно зависят от того, левую или правую тройки образуют положительные направления векторов \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 .

Кроме того, различным оказывается и характер уменьшения амплитуды найденных типов поверхностных поляритонов по направлению в глубь МФК при наличии скрещенных магнитного и электрического полей. Так, в случае, когда $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel z$, амплитуда поверхностной электромагнитной волны просто экспоненциально уменьшается в глубь рассматриваемой МСР ($\text{Im } \beta^\alpha = 0$, $\text{Re } \beta^\alpha \neq 0$), а для $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel y$ при условии

$$|a_1^\alpha d_1 - q_2^\alpha d_2| < |b_1^\alpha d_1|, \quad \mathbf{n} \parallel y \quad (37)$$

амплитуда поверхностной электромагнитной волны с поляризацией s - или p -типа наряду с экспоненциальным уменьшением в глубь МСР будет также и осциллировать с периодом $|b_1^\alpha d_1|$ ($\text{Im } \beta^\alpha \neq 0$, $\text{Re } \beta^\alpha \neq 0$).

4. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО И НЕМАГНИТНОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВ ВО ВЗАИМНОПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

Рассмотрим спектры поверхностных магнитных поляритонов ТМ- и ТЕ-типа (34) более подробно. Пусть, например, $\mathbf{n} \parallel y$. В этом случае для ТМ-волны имеем

$$a_1^p + \frac{\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\tilde{\varepsilon} \varepsilon_{yy}} \tilde{q} - \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} k_\perp = 0, \quad (38)$$

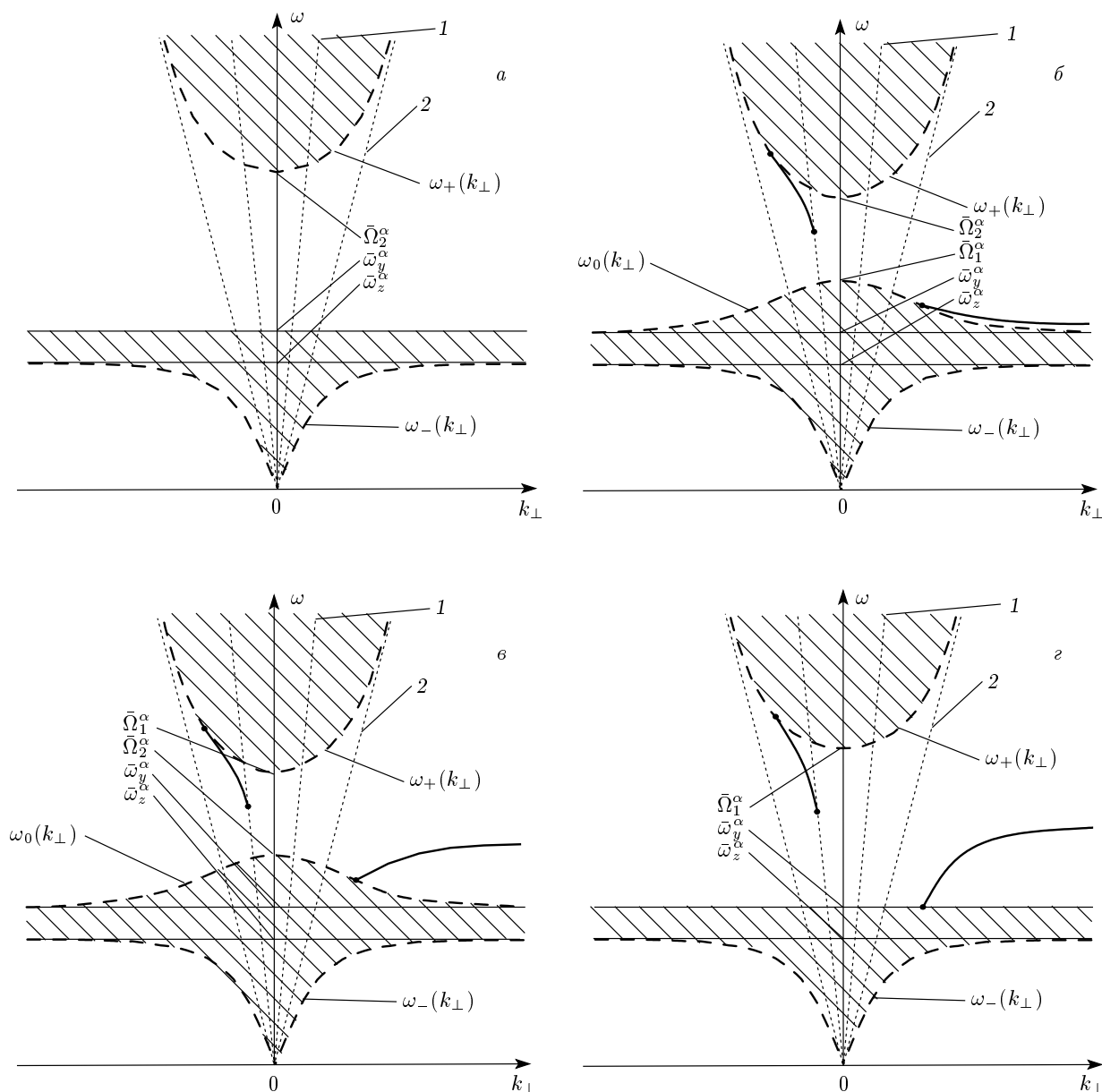


Рис. 1. Схематические изображения спектра поверхностных ТЕ-поляритонов (сплошные жирные линии) на границе раздела магнитная сверхрешетка – немагнитный диэлектрик для различных соотношений магнитного и электрического полей при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{n} \parallel y$, причем \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 , \mathbf{E}_0 – правая тройка векторов (для левой тройки указанных векторов необходимо изменить направление оси k_\perp на противоположное). Области существования объемных волн заштрихованы: *a* – $H_0 = 0$, $E_0 \neq 0$; *б* – $H_0 < \lambda_5 E_0 / 2\varphi \sqrt{\epsilon_\perp}$; *в* – $H_0 > \lambda_5 E_0 / 2\varphi \sqrt{\epsilon_\perp}$; *г* – $H_0 \gg E_0$. Прямые $1 - \omega = k_\perp c / \sqrt{\epsilon_\perp}$, $2 - \omega = k_\perp c / \sqrt{\epsilon_\perp}$

тогда как для ТЕ-волны –

$$a_1^s + \frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{yy}} \tilde{q} - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} k_\perp = 0. \quad (39)$$

Из формул (38), (39) следует, что в этом случае спектр состоит из двух ветвей, лежащих в непере-

секающихся частотных полосах (см. рис. 1) и является невзаимным относительно инверсии направления распространения вдоль поверхности рассматриваемой МСР. При этом, если верхняя ветвь всегда отвечает волне прямого типа ($k_\perp \partial\omega / \partial k_\perp > 0$), то нижняя в зависимости от величины внешних пара-

метров может быть не только прямой волной, но и обратной ($k_{\perp} \partial \omega / \partial k_{\perp} < 0$) (рис. 1б). Кроме того, если «верхняя» ветвь (см. рис. 1) всегда является (согласно [8]) поверхностным поляритоном второго типа (ее дисперсионная кривая спектра обладает коротковолновой точкой окончания), то «нижняя» может быть (согласно [8]) только поляритоном первого типа (ее дисперсионная кривая спектра не обладает коротковолновой точкой окончания). Наконец, в случае правой тройки векторов \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 верхняя ветвь спектра поверхностных поляритонов (38), (39) для данной магнитооптической конфигурации существует только при $k_y < 0$, тогда как нижняя ветвь реализуется только при $k_y > 0$. При значениях магнитного поля $H_0 < M_0 \omega_0 / \sqrt{\varphi} \omega_s$ нижняя ветвь вообще отсутствует.

Для данной магнитооптической конфигурации, вследствие влияния электрического поля, амплитуда однопарциальной поверхностной поляритонной волны (s - или p -типа) может не только экспоненциально убывать в глубь магнитной среды, но и осциллировать по мере удаления от границы раздела сред. Для этого требуется, чтобы выполнялось условие

$$|b^{\alpha}| > |a^{\alpha}|. \quad (40)$$

Таким образом, величина и знак набега фазы вдоль нормали к границе раздела в такой неоднородной электромагнитной волне существенно зависит от типа тройки векторов \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 .

При $\mathbf{n} \parallel z$ структура спектра поверхностных ТМ- и ТЕ-поляритонов (34), распространяющихся вдоль внешней поверхности рассматриваемой МСР, оказывается существенно иной:

$$q_1^p + \frac{\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\tilde{\varepsilon} \varepsilon_{zz}} \tilde{q} + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{zz}} k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_{zz} \gamma_1 - \varepsilon_* \gamma_4}{\varepsilon_{zz}} \right) = 0 \quad (41)$$

для ТМ-волны,

$$q_1^s + \frac{\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{zz}} \tilde{q} + \frac{\mu_*}{\mu_{zz}} k_{\perp} + \frac{\omega}{c} \left(\frac{\mu_{zz} \gamma_2 - \mu_* \gamma_3}{\mu_{zz}} \right) = 0 \quad (42)$$

для ТЕ-волны.

В данном случае, в отличие от случая $\mathbf{n} \parallel y$, ветви в спектре поверхностных магнитных поляритонов не только ТЕ-, но и ТМ-типа не исчезают в отсутствие внешнего магнитного поля [5]. При этом

факт перекрытия частотных диапазонов, в которых существуют две ветви, определяется соотношением величин постоянного магнитного и электрического полей. Кроме того, в зависимости от соотношения величин \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 обе ветви могут быть поверхностными поляритами второго типа или только одна ветвь, тогда как вторая — поверхностным поляритоном первого типа (рис. 2, 3).

В силу того, что для всех рассмотренных выше типов поверхностных магнитных ТМ- и ТЕ-поляритонов в соотношениях (41), (42) выполняется условие $(\beta^{\alpha})^2 > 0$, их дисперсионные кривые на плоскости внешних параметров лежат в областях, в которых для рассматриваемого МФК формирование и распространение объемных поляритонов соответствующей поляризации запрещено ($(\beta^{\alpha})^2 \leq 0$). Для тех же значений ω и k_{\perp} , которые одновременно удовлетворяют неравенству

$$\left| \frac{T_{11}^{\alpha} + T_{22}^{\alpha}}{2} \right| \leq 1, \quad \alpha = p, s, \quad (43)$$

спектр нормальных волн s - и p -типа с $\mathbf{k} \in yz$ рассматриваемого неограниченного одномерного МФК, находящегося в скрещенных постоянных магнитном и электрическом полях, имеет зонную структуру. Его можно рассматривать как результат гибридизации дисперсионных кривых нормальных поверхностных или объемных поляритонных колебаний ТМ- или ТЕ-типа отдельных идентичных антиферромагнитных пластин, которые связаны между собой через немагнитные диэлектрические слои среды 2. Для того чтобы изучить влияние толщины магнитного слоя на характер зонного спектра рассматриваемой МСР, заметим, что в пределе $q_2^{\alpha} d_2 \gg 1$ из (43) следует, что при $(\beta^{\alpha})^2 < 0$ формирующиеся зоны спектра ТМ- и ТЕ-поляритонов рассматриваемой бесконечной МСР будут экспоненциально узкими. В результате в этом пределе зонная структура поляритонного спектра рассматриваемой МСР может быть изучена на основе анализа поляритонного спектра пластины ЛО АФМ толщиной d_1 , помещенной в неограниченную среду 2, при наличии скрещенных магнитного и электрического полей. В этом случае моды спектра распространяющихся нормальных объемных и поверхностных p - или s -поляритонов будут в нулевом приближении для $q_2^{\alpha} d_2 \gg 1$ определять на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} положение каждой из зон спектра рассматриваемой неограниченной МСР.

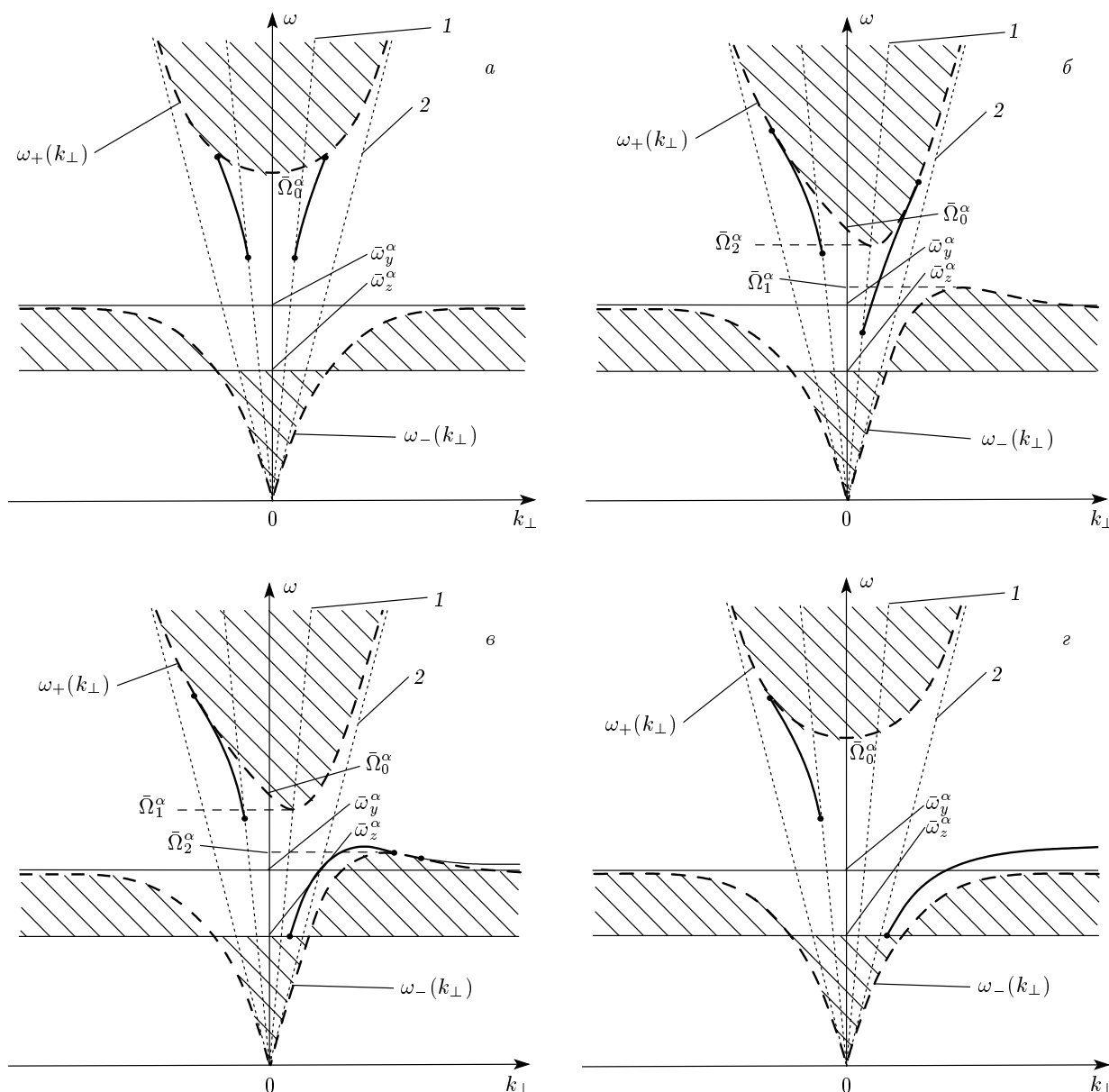


Рис. 2. Схематические изображения спектра поверхностных ТЕ-поляритонов (сплошная жирная линия) на границе раздела магнитная сверхрешетка – немагнитный диэлектрик для различных соотношений магнитного и электрического полей при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel z$ и $\mathbf{H}_0 \parallel x$, причем $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} > 0$. Область существования объемных волн заштрихована: *a* – $H_0 = 0, E_0 \neq 0$; *б* – $H_0 < \lambda_5 E_0 / 2\varphi \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$; *в* – $H_0 > \lambda_5 E_0 / 2\varphi \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$; *г* – $H_0 \gg E_0$. Рисунок качественно не изменится для ТМ-волн, когда $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} < 0$. Прямые 1 – $\omega = k_{\perp} c / \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$, 2 – $\omega = k_{\perp} c / \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$

**5. ПОЛЯРИТОННЫЙ СПЕКТР ПЛАСТИНЫ
ЛО АФМ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В
СКРЕЩЕННЫХ ПОСТОЯННЫХ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ
ПОЛЯХ**

Для АФМ-пластины толщиной L , погруженной в среду 2, стандартные электродинамические гранич-

ные условия определяются соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n} &= \varepsilon_2 \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{n}, & \mathbf{E}_{1\tau} &= \mathbf{E}_{2\tau}, \\ \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} &= \mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{n}, & \mathbf{H}_{1\tau} &= \mathbf{H}_{2\tau}, \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

при $\eta = \pm \frac{L}{2}$,

$|\mathbf{E}_2| \rightarrow 0, \quad |\mathbf{H}_2| \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad \eta \rightarrow \pm\infty.$

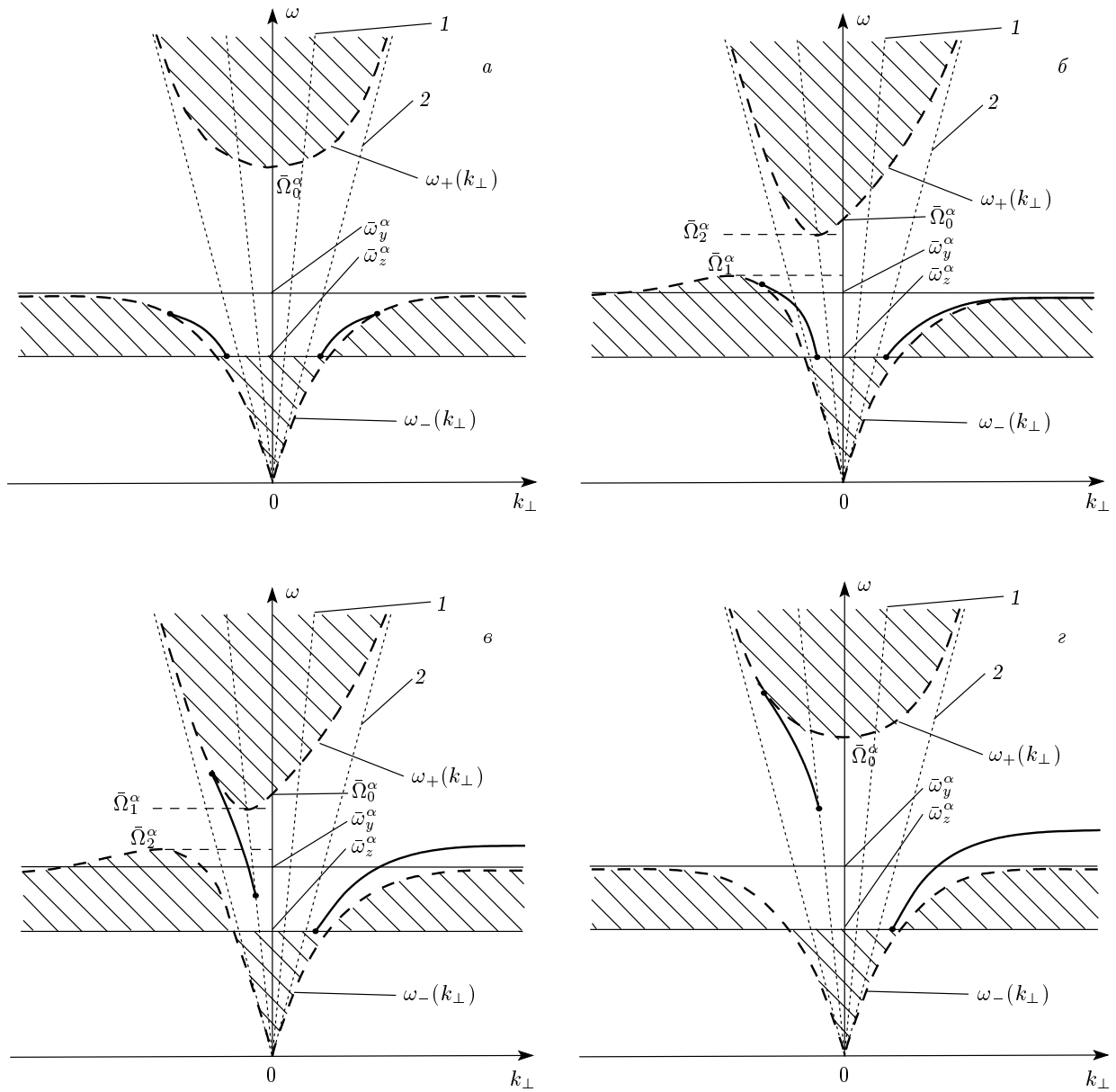


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} < 0$

В результате расчет показывает, что спектр поверхностных магнитных p - или s -поляритонов (для которых $(q_{1,2}^\alpha)^2 > 0$, где $\alpha = p, s$) для антиферромагнитной пластины, погруженной в немагнитную среду 2 с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , при наличии скрещенных постоянных внешних электрического и магнитного полей при $\mathbf{n} \parallel z \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$ имеет вид

$$\begin{aligned}
 & (q_1^p)^2 + 2 \frac{\epsilon_{yy} \epsilon_{zz} - \epsilon_*^2}{\epsilon_2 \epsilon_{zz}} q_1^p q_2 \operatorname{cth}(q_1^p L) + \\
 & + \left(\frac{\epsilon_{yy} \epsilon_{zz} - \epsilon_*^2}{\tilde{\epsilon} \epsilon_{zz}} q_2 \right)^2 = \\
 & = \left(\frac{\epsilon_*}{\epsilon_{zz}} k_\perp + \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_* \gamma_4 - \epsilon_{zz} \gamma_1}{\epsilon_{zz}} \right)^2 \quad (45)
 \end{aligned}$$

для ТМ-волны,

$$(q_1^s)^2 + 2 \frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{zz}} q_1^s q_2 \operatorname{cth}(q_1^s L) + \left(\frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{zz}} q_2 \right)^2 = \left(\frac{\mu_*}{\mu_{zz}} k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \frac{\mu_*\gamma_3 - \mu_{zz}\gamma_2}{\mu_{zz}} \right)^2 \quad (46)$$

для ТЕ-волны.

Под влиянием внешнего электрического поля в МСР рассматриваемого типа возможно появление дополнительных новых по сравнению со случаем $|\mathbf{E}_0| = 0$ областей частот, в которых на плоскости ωk_{\perp} , формируется бесконечное счетное множество зон, являющихся результатом гибридизации нормальных объемных колебаний поляритонных волн в изолированной АФМ-пластине ($(q_1^p)^2 < 0$, $(q_2^p)^2 > 0$). Из формул (45), (46) следует, что при $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ для изолированной ЛО АФМ-пластины, вследствие квадратичного магнитооптического взаимодействия, возможно формирование двух дополнительных (по отношению к случаю $|\mathbf{E}_0| = 0$) частотных диапазонов существования объемных волн p - или s -поляризации.

Считая частоту ω и волновое число k_{\perp} бегущей электромагнитной волны заданными внешними параметрами, можно проследить за тем, как изменяется число распространяющихся вдоль пластины поверхностных электромагнитных волн ТМ- или ТЕ-типа в зависимости от ее толщины. Проведенный анализ показал, что в диапазоне частот $(\omega_z^{\alpha}; \Omega_1^{\alpha})$ при $q_{eff}^{\alpha} \leq 0$ независимо от толщины пластины L возможно существование только одной ветви спектра поверхностного магнитного поляритона с поляризацией α ($\alpha = p, s$). Здесь для $\alpha = p$ частота Ω_1^p является корнем уравнения

$$\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2 = 0$$

и определяется выражением

$$(\Omega_1^p)^2 = \omega_0^2 + \frac{\xi_2^2}{\varphi\varepsilon_2} + \frac{\bar{b}h_0^2\xi_3^2}{\pi\varepsilon_3\delta^2} + \frac{h_0^2\xi_2^2\xi_3^2}{4\pi^2\varepsilon_2\varepsilon_3\delta^2\omega_s^2}, \quad (47)$$

$$\omega_z^p = \omega_{\varepsilon z}.$$

В этом случае

$$q_{eff}^p = \left(\frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{zz}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{zz}} k_{\perp} + \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_*\gamma_4 - \varepsilon_{zz}\gamma_1}{\varepsilon_{zz}} \right)^2. \quad (48)$$

Для $\alpha = s$ частота Ω_1^s является корнем уравнения

$$\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2 = 0$$

и определяется выражением

$$(\Omega_1^s)^2 = (\varphi + 1)\omega_0^2 + (\varphi + 1)^2\omega_h^2, \quad (49)$$

$$\omega_z^s = \omega_{\mu z}.$$

В этом случае

$$q_{eff}^s = \left(\frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{zz}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\mu_*}{\mu_{zz}} k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \frac{\mu_*\gamma_3 - \mu_{zz}\gamma_2}{\mu_{zz}} \right)^2. \quad (50)$$

В диапазоне частот $\omega \in [0; \omega_z^{\alpha}] \cup [\Omega_1^{\alpha}; \infty)$ при любой толщине антиферромагнитной пластины невозможно формирование поверхностных магнитных поляритонов, если $q_{eff}^{\alpha} \geq 0$.

Если ввести характеристическую толщину пластины L_c^{α} , учитывая различную поляризацию $\alpha = p, s$ электромагнитной волны, в виде

$$L_c^p = \left| 2 \frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{zz}} q_2 \left[\left(\frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{zz}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{zz}} k_{\perp} + \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_*\gamma_4 - \varepsilon_{zz}\gamma_1}{\varepsilon_{zz}} \right)^2 \right]^{-1} \right|, \quad (51)$$

$$L_c^s = \left| 2 \frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{zz}} q_2 \left[\left(\frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{zz}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\mu_*}{\mu_{zz}} k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \frac{\mu_*\gamma_3 - \mu_{zz}\gamma_2}{\mu_{zz}} \right)^2 \right]^{-1} \right|,$$

то в интервале частот $(\omega_z^{\alpha}; \Omega_1^{\alpha})$ при $q_{eff}^{\alpha} > 0$ возможно формирование двух ветвей в спектре поверхностных магнитных поляритонов α -типа ($\alpha = p, s$) при $L > L_c^{\alpha}$ и одной ветви при $L \leq L_c^{\alpha}$.

С другой стороны, в интервале частот $\omega \in (0; \omega_z^{\alpha}) \cup (\Omega_1^{\alpha}; \infty)$ при $q_{eff}^{\alpha} < 0$, если $L > L_c^{\alpha}$, формируется одна ветвь в спектре поверхностных волн. Если же $L \leq L_c^{\alpha}$, поверхностные поляритоны отсутствуют.

Рассмотрим теперь ту же трехслойную структуру, но при условии, что $\mathbf{n} \parallel y$, ($\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \parallel z$, $\mathbf{k} \in yz$). Для этой геометрии дисперсионное соотношение для спектра ТМ- или ТЕ-поляритонов, распространяющихся вдоль рассматриваемой АФМ-пластины, примет вид

$$(a_1^p)^2 + 2 \frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{yy}} a_1^p q_2 \operatorname{cth}(a_1^p L) + \left(\frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{yy}} q_2 \right)^2 = \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} k_\perp \right)^2 \quad (52)$$

для ТМ-волны,

$$(a_1^s)^2 + 2 \frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{yy}} a_1^s q_2 \operatorname{cth}(a_1^s L) + \left(\frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{yy}} q_2 \right)^2 = \left(\frac{\mu_*}{\mu_{yy}} k_\perp \right)^2 \quad (53)$$

для ТЕ-волны.

В результате для заданных ω и k_\perp число ветвей поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль ЛО АФМ-пластины, аналогичным образом зависит от ее толщины, только теперь

$$q_{eff}^p = \left(\frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{yy}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} k_\perp \right)^2, \quad (54)$$

$$q_{eff}^s = \left(\frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{yy}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\mu_*}{\mu_{yy}} k_\perp \right)^2.$$

При этом частоту ω_z^α следует заменить на

$$\omega_y^\alpha = \begin{cases} \omega_{\mu y}, & \text{если } \alpha = s, \\ \omega_{\varepsilon y}, & \text{если } \alpha = p. \end{cases} \quad (55)$$

Характеристическая толщина пластины L_c^α для различных поляризаций волны ($\alpha = p, s$) будет равна

$$L_c^p = \left| 2 \frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{yy}} q_2 \left[\left(\frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2}{\varepsilon_2\varepsilon_{yy}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} k_\perp \right)^2 \right]^{-1} \right|, \quad (56)$$

$$L_c^s = \left| 2 \frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{yy}} q_2 \left[\left(\frac{\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2}{\mu_{yy}} q_2 \right)^2 - \left(\frac{\mu_*}{\mu_{yy}} k_\perp \right)^2 \right]^{-1} \right|.$$

Рассмотрим теперь более детально условия прохождения и локализации ТМ- и ТЕ-поляритонов отдельно для каждой из двух отмеченных выше магнитооптических конфигураций. При этом откажемся от предположения об идентичности параметров среды, занимающей верхнее полупространство, и немагнитной среды 2, входящей в состав МСР, и ограничимся приближением эффективной среды:

$$q_1^\alpha d_1, q_2^\alpha d_2 \ll 1. \quad (57)$$

6. ОСОБЕННОСТИ РЕФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ, ПАДАЮЩЕЙ ИЗВНЕ НА ОДНОМЕРНЫЙ МЕЛКОСЛОИСТЫЙ ГИРОТРОПНЫЙ МФК. ВНЕШНЕЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ОРТОГОНАЛЬНО ОСИ СВЕРХРЕШЕТКИ

Из формулы (4) следует, что в случае (57) для выбранной магнитооптической конфигурации $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$ спектр нормальных поляритонов с учетом существования двух различных поляризаций для рассматриваемой неограниченной сверхрешетки при $\mathbf{n} \parallel y$ и $\mathbf{k} \in yz$ принимает вид

$$\bar{\varepsilon}_{yy} k_y^2 + \bar{\varepsilon}_{zz} k_z^2 - \frac{2\omega}{c} (\bar{\varepsilon}_* \bar{\gamma}_1 - \bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\gamma}_4) k_y - \frac{\omega^2}{c^2} [\bar{\mu}_{xx} (\bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2) + 2\bar{\varepsilon}_* \bar{\gamma}_1 \bar{\gamma}_4 - \bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\gamma}_4^2 - \bar{\varepsilon}_{zz} \bar{\gamma}_1^2] = 0 \quad (58)$$

для ТМ-волны,

$$\bar{\mu}_{yy} k_y^2 + \bar{\mu}_{zz} k_z^2 + \frac{2\omega}{c} (\bar{\mu}_* \bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{yy} \bar{\gamma}_3) k_y - \frac{\omega^2}{c^2} [\bar{\varepsilon}_{xx} (\bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2) + 2\bar{\mu}_* \bar{\gamma}_2 \bar{\gamma}_3 - \bar{\mu}_{yy} \bar{\gamma}_3^2 - \bar{\mu}_{zz} \bar{\gamma}_2^2] = 0 \quad (59)$$

для ТЕ-волны, где с учетом (4)–(6)

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{xx} &= f_1 \mu_{xx} + f_2 - f_1 f_2 \gamma_1^2 / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\mu}_{yy} &= \mu_{yy} / \Delta_\mu, \\ \bar{\mu}_{zz} &= f_1 \mu_{zz} + f_2 - f_1 f_2 \mu_*^2 / \Delta_\mu, \\ \bar{\mu}_* &= f_1 \mu_* / \Delta_\mu, \\ \bar{\varepsilon}_{xx} &= f_1 \varepsilon_{xx} + f_2 \varepsilon_2 - f_1 f_2 \gamma_2^2 / \Delta_\mu, \\ \bar{\varepsilon}_{yy} &= \varepsilon_2 \varepsilon_{yy} / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\varepsilon}_{zz} &= f_1 \varepsilon_{zz} + f_2 \varepsilon_2 - f_1 f_2 \varepsilon_*^2 / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\varepsilon}_* &= f_1 \varepsilon_2 \varepsilon_* / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\gamma}_1 &= f_1 \varepsilon_2 \gamma_1 / \Delta_\varepsilon, \quad \bar{\gamma}_2 = f_1 \gamma_2 / \Delta_\mu, \\ \bar{\gamma}_3 &= f_1 \gamma_3 - f_1 f_2 \mu_* \gamma_2 / \Delta_\mu, \\ \bar{\gamma}_4 &= f_1 \gamma_4 - f_1 f_2 \varepsilon_* \gamma_1 / \Delta_\varepsilon. \end{aligned} \quad (60)$$

Здесь

$$\Delta_\varepsilon = f_1 \varepsilon_2 + f_2 \varepsilon_{yy}, \quad \Delta_\mu = f_1 + f_2 \mu_{yy}, \quad (61)$$

$$f_1 = \frac{d_1}{D}, \quad f_2 = \frac{d_2}{D}, \quad D = d_1 + d_2. \quad (62)$$

В случае границы раздела немагнитная среда – мелкослоистая МСР для падающей извне объемной волны ТМ- или ТЕ-типа из формулы (11) следует, что

в рамках метода эффективной среды для рассматриваемой геометрии распространения коэффициент отражения может быть представлен в виде

$$R^\alpha = \frac{\tilde{Z}^\alpha - \bar{Z}^\alpha}{\tilde{Z}^\alpha + \bar{Z}^\alpha}, \quad \mathbf{n} \parallel y, \quad \alpha = p, s, \quad (63)$$

где с учетом (60) поверхностные импедансы магнитной и немагнитной сред определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \bar{Z}^s &= \frac{ic\bar{\mu}_{yy}}{\omega(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)} \left\{ \bar{a}_1^s - \frac{\bar{\mu}_*}{\bar{\mu}_{yy}} k_\perp \right\}, \\ \bar{Z}^p &= \frac{ic\bar{\varepsilon}_{yy}}{\omega(\bar{\varepsilon}_{yy}\bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2)} \left\{ -\bar{a}_1^p + \frac{\bar{\varepsilon}_*}{\bar{\varepsilon}_{yy}} k_\perp \right\}, \\ \tilde{Z}^s &= -\tilde{Z}_*^s = \frac{ic\tilde{q}}{\omega}, \quad \tilde{Z}^p = -\tilde{Z}_*^p = -\frac{ic\tilde{q}}{\omega\tilde{\varepsilon}}. \end{aligned} \quad (64)$$

Здесь, соответственно

$$\begin{aligned} \bar{a}_1^s &= \left\{ \frac{\bar{\mu}_{zz}}{\bar{\mu}_{yy}} k_\perp^2 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)(\bar{\varepsilon}_{xx}\bar{\mu}_{yy} - \bar{\gamma}_2^2)}{\bar{\mu}_{zz}^2} \right\}^{1/2}, \\ \bar{a}_1^p &= \left\{ \frac{\bar{\varepsilon}_{zz}}{\bar{\varepsilon}_{yy}} k_\perp^2 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\varepsilon}_{yy}\bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2)(\bar{\mu}_{xx}\bar{\varepsilon}_{yy} - \bar{\gamma}_1^2)}{\bar{\varepsilon}_{yy}^2} \right\}^{1/2}, \\ k_\perp &= k_z. \end{aligned} \quad (65)$$

При записи соотношений (64) предполагалось, что векторы \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 ($\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{E}_0 \parallel z$) образуют правую тройку векторов. Таким образом, из (60) и (61) следует, что теперь коэффициент преломления, рассматриваемый как функция угла падения, $W^\alpha(k_\perp) = 1 + R^\alpha(k_\perp)$ существенно изменится в зависимости от того, левую или правую тройку образуют положительные направления векторов \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 : $W^\alpha(k_\perp) \neq W^\alpha(-k_\perp)$.

В этом случае форма сечения поверхности волновых векторов ТМ- или ТЕ-волны в МСР плоскостью yz определяется следующими соотношениями:

$$\frac{k_z^2}{(a^\alpha)^2} + \frac{(k_y + c^\alpha)^2}{(b^\alpha)^2} = 1, \quad (66)$$

где приняты обозначения ($\alpha = p, s$):

$$\begin{aligned} (a^s)^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)(\bar{\varepsilon}_{xx}\bar{\mu}_{yy} - \bar{\gamma}_2^2)}{\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz}}, \\ (a^p)^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\varepsilon}_{yy}\bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2)(\bar{\mu}_{xx}\bar{\varepsilon}_{yy} - \bar{\gamma}_1^2)}{\bar{\varepsilon}_{yy}\bar{\varepsilon}_{zz}}, \\ (b^s)^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)(\bar{\varepsilon}_{xx}\bar{\mu}_{yy} - \bar{\gamma}_2^2)}{\bar{\mu}_{yy}^2}, \\ (b^p)^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\varepsilon}_{yy}\bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2)(\bar{\mu}_{xx}\bar{\varepsilon}_{yy} - \bar{\gamma}_1^2)}{\bar{\varepsilon}_{yy}^2}, \\ c^s &= \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\mu}_*\bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{yy}\bar{\gamma}_3}{\bar{\mu}_{yy}}, \\ c^p &= -\frac{\omega}{c} \frac{\bar{\varepsilon}_*\bar{\gamma}_1 - \bar{\varepsilon}_{yy}\bar{\gamma}_4}{\bar{\varepsilon}_{yy}}. \end{aligned} \quad (67)$$

Для внешней немагнитной среды она определяется следующим выражением:

$$k_z^2 + k_y^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon}. \quad (68)$$

Отсюда следует, что характер преломления объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность рассматриваемой МСР, существенно зависит не только от угла падения и частоты падающей волны, но и от отношения электрического и магнитного полей E_0/H_0 . Кроме того, важную роль играет относительный размер указанных выше сечений поверхности рефракции.

Пусть \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 образуют правую тройку векторов. Для определенности рассмотрим ТЕ-волну ($\alpha = s$) и $\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}}/c > |a^\alpha|$ (см. рис. 4). Тогда совместный анализ соотношений (59) и (62) показывает, что в диапазоне частот $0 < \omega < \bar{\omega}_z^\alpha$ ($\bar{\mu}_{zz}(\bar{\omega}_z^s) = 0$, $\bar{\varepsilon}_{zz}(\bar{\omega}_z^p) = 0$) при $|k_\perp| < k_*^\alpha$ реализуется обычный режим преломления (рис. 4а). Если же $|k_\perp| > k_*^\alpha$, то имеет место эффект полного внутреннего отражения (ПВО). Здесь

$$k_*^\alpha = k_z^\alpha(k_y = 0) = a^\alpha \sqrt{1 - \frac{(c^\alpha)^2}{(b^\alpha)^2}}. \quad (69)$$

Если $\bar{\omega}_z^\alpha < \omega < \bar{\omega}_y^\alpha$ ($\bar{\mu}_{yy}(\bar{\omega}_y^s) = 0$, $\bar{\varepsilon}_{yy}(\bar{\omega}_y^p) = 0$), то в рамках данной модели при любых углах падения область ПВО отсутствует (рис. 4б). При этом имеет место эффект отрицательной оптической рефракции (проекции на границу раздела МСР–вакуум групповых скоростей падающей и преломленной волн имеют разные знаки, а аналогичные проекции фазовых скоростей этим свойством не обладают). Этот эффект имеет место независимо от того, правую или левую тройку образуют векторы \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 , однако от типа тройки будет зависеть величина

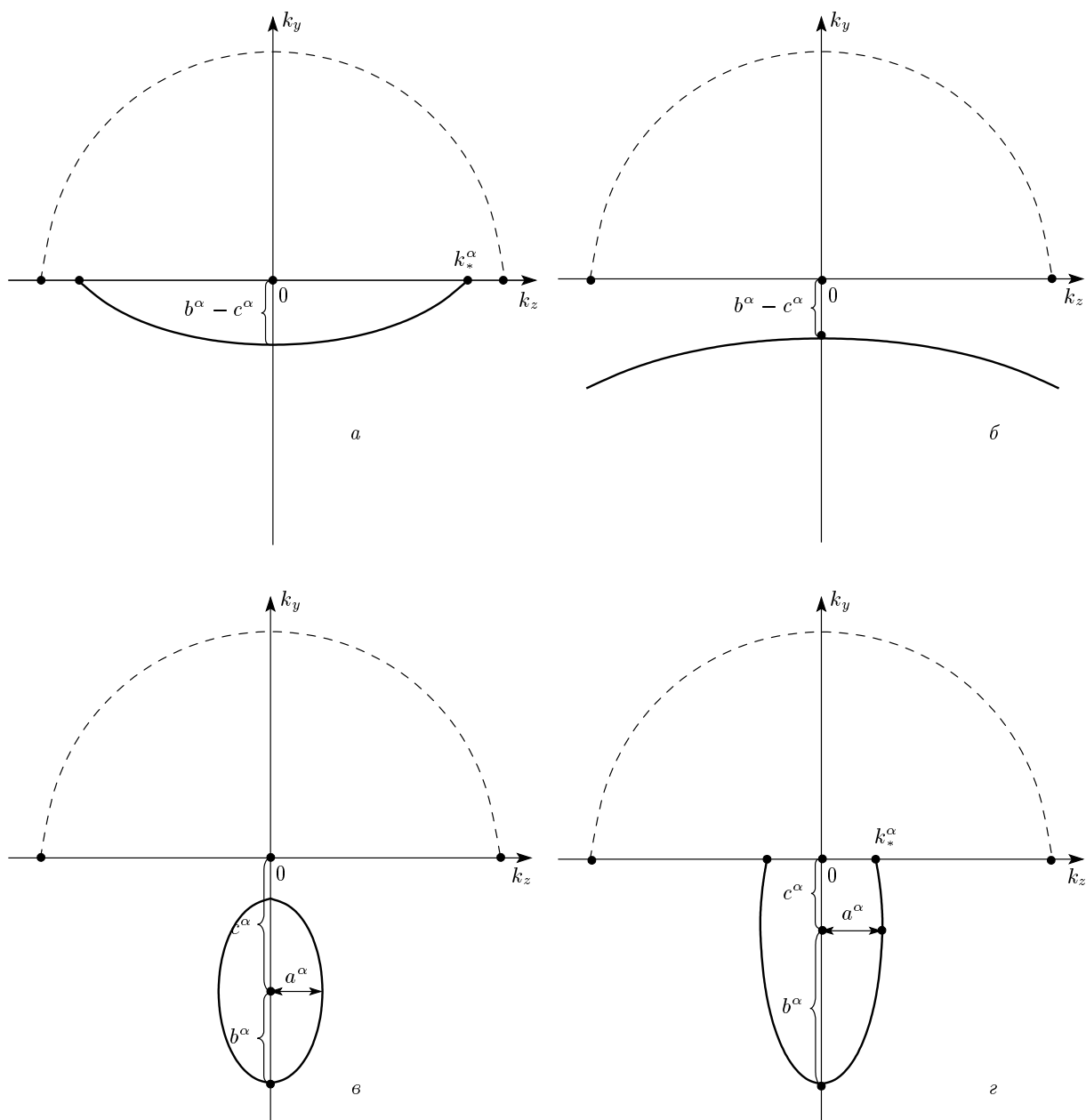


Рис. 4. Формы сечения поверхности волновых векторов нормальной ТЕ-волны в \mathbf{k} -пространстве плоскостью $k_y k_z$ для случая, когда $\mathbf{k}_y, \mathbf{H}_0, \mathbf{E}_0$ образуют правую тройку векторов при $\mathbf{n} \parallel y, \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel z$ и $\mathbf{H}_0 \parallel x$, для магнитной сверхрешетки (сплошные линии), для немагнитной среды (штриховые), для $0 < \omega < \bar{\omega}_z$ (а), $\bar{\omega}_z < \omega < \bar{\omega}_y$ (б), $\bar{\omega}_y < \omega < \bar{\Omega}_1$ (в), $\omega > \bar{\Omega}_0$ (г)

проекций групповой и фазовой скоростей на направление нормали \mathbf{n} к границе раздела сред.

Если через $\bar{\Omega}_1^s$ обозначить корень уравнения

$$\bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2 = 0,$$

а через $\bar{\Omega}_1^p$ — корень уравнения

$$\bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2 = 0,$$

то при $\bar{\omega}_y^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$ (рис. 4в) для всех $|k_\perp| > a^\alpha$ будет наблюдаться ПВО. Для остальных углов падения имеет место обычный режим преломления, т. е. проекции на границу раздела сред и нормаль к границе раздела \mathbf{n} групповых и фазовых скоростей падающей и преломленной в фотонный кристалл волн имеют одинаковые знаки.

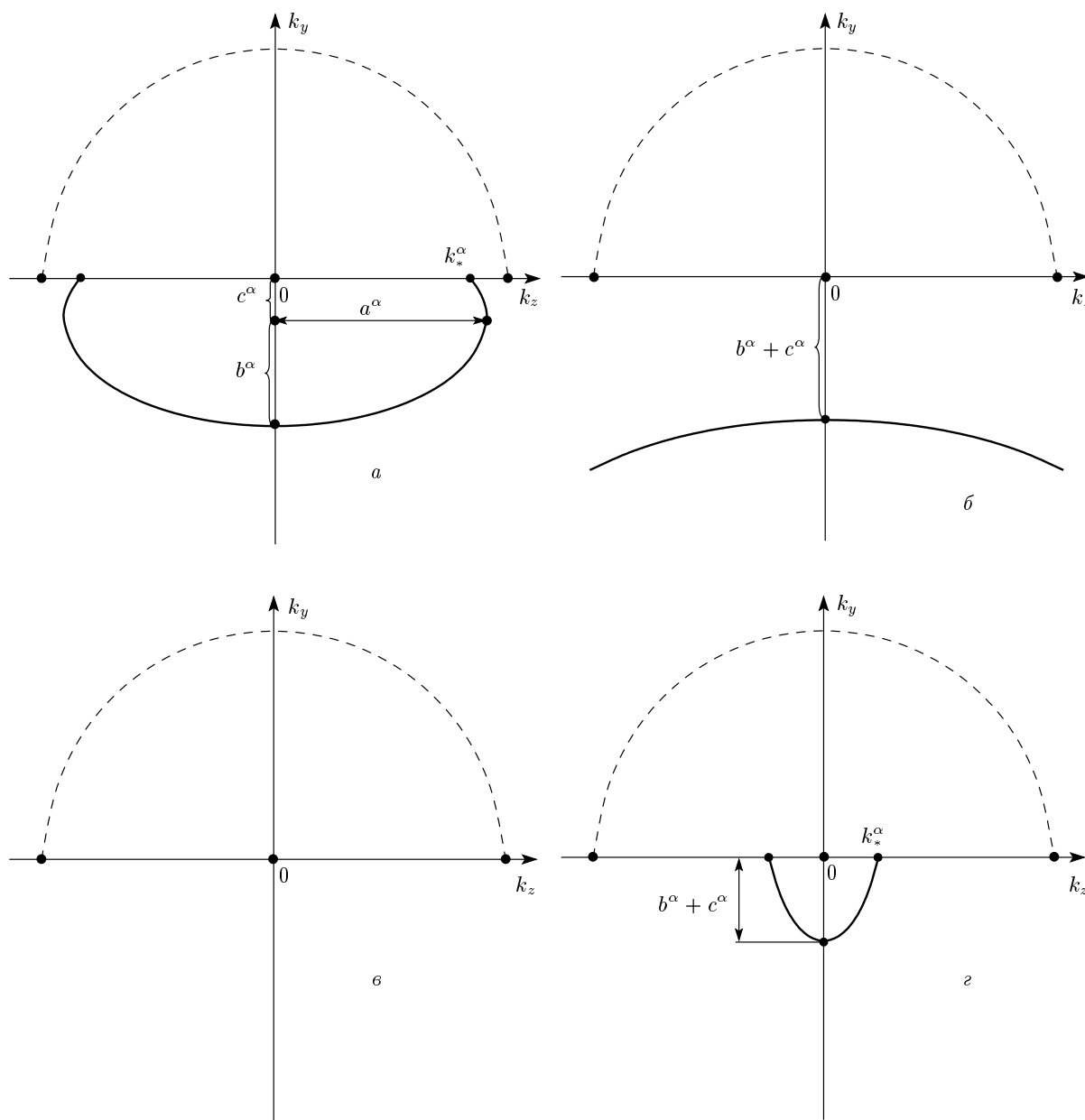


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для случая, когда $\mathbf{k}_y, \mathbf{H}_0, \mathbf{E}_0$ образуют левую тройку векторов для $0 < \omega < \bar{\omega}_z$ (а), $\bar{\omega}_z < \omega < \bar{\omega}_y$ (б), $\bar{\omega}_y < \omega < \bar{\Omega}_0$ (в), $\omega > \bar{\Omega}_0$ (г)

Если $\bar{\Omega}_1^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_2^\alpha$, то независимо от типа тройки векторов $\mathbf{k}_y, \mathbf{H}_0$ и \mathbf{E}_0 при любом угле падения имеет место эффект ПВО (аналогично рис. 5в). Здесь $\bar{\Omega}_2^s$ — корень уравнения

$$\bar{\varepsilon}_{xx} \bar{\mu}_{yy} - \bar{\gamma}_2^2 = 0,$$

$\bar{\Omega}_2^p$ — корень уравнения

$$\bar{\mu}_{xx} \bar{\varepsilon}_{yy} - \bar{\gamma}_1^2 = 0.$$

Пусть $\bar{\Omega}_0^s$ — корень уравнения

$$\bar{\varepsilon}_{xx} (\bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2) + 2\bar{\mu}_* \bar{\gamma}_2 \bar{\gamma}_3 - \bar{\mu}_{yy} \bar{\gamma}_3^2 - \bar{\mu}_{zz} \bar{\gamma}_2^2 = 0,$$

а $\bar{\Omega}_0^p$ — корень уравнения

$$\bar{\mu}_{xx} (\bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2) + 2\bar{\varepsilon}_* \bar{\gamma}_1 \bar{\gamma}_4 - \bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\gamma}_4^2 - \bar{\varepsilon}_{zz} \bar{\gamma}_1^2 = 0,$$

тогда для $\bar{\Omega}_2^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_0^\alpha$ ситуация аналогична рассмотренной при $\bar{\omega}_y < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$.

Наконец, в случае $\omega > \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 4г) для $|k_\perp| < a^\alpha$ имеет место обычный механизм преломления, при

этом по-прежнему проекции на границу раздела сред и нормаль к границе раздела \mathbf{n} групповых и фазовых скоростей падающей и преломленной в фотонный кристалл волн имеют одинаковые знаки. В данном варианте скользящая вдоль внешней поверхности рассматриваемого мелкослоистого одномерного МФК волна уносит энергию от поверхности в глубь МСР (проекция вектора ее групповой скорости на направление внешней нормали \mathbf{n} к поверхности МСР имеет отрицательный знак). При $|k_{\perp}| > \alpha^{\alpha}$ реализуется эффект ПВО, т. е. в данном случае как \tilde{q}^2 , так и $(\tilde{\alpha}^{\alpha})^2$ будут положительны.

Проведенный анализ справедлив и для ТМ-волны ($\alpha = p$) в случае, когда векторы \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 образуют левую тройку.

Основные особенности преломления ТЕ-волны в случае, когда положительные направления векторов \mathbf{k}_y , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 образуют левую тройку (для ТМ-волны — правую тройку) и $\omega\sqrt{\tilde{\epsilon}}/c > |\alpha^{\alpha}|$ отмечены на рис. 5а-в и легко могут быть поняты на основе уже проведенного анализа (рис. 4а-в).

Полюс коэффициента отражения (63) определяет спектр поверхностной поляритонной волны ТМ- или ТЕ-типа, локализованной вблизи внешней поверхности рассматриваемой полуограниченной мелкослоистой МСР с $\mathbf{n} \parallel y$. При этом необходимым условием локализации волны с таким законом дисперсии является выполнение соотношений

$$\frac{\tilde{\epsilon}_*}{\tilde{\epsilon}_{yy}} k_z - \frac{\tilde{\epsilon}_{yy}\tilde{\epsilon}_{zz} - \tilde{\epsilon}_*^2}{\tilde{\epsilon}\tilde{\epsilon}_{yy}} \tilde{q} > 0 \quad (70)$$

для ТМ-волны,

$$\frac{\tilde{\mu}_*}{\tilde{\mu}_{yy}} k_z - \frac{\tilde{\mu}_{yy}\tilde{\mu}_{zz} - \tilde{\mu}_*^2}{\tilde{\mu}_{yy}} \tilde{q} > 0 \quad (71)$$

для ТЕ-волны.

Чтобы проанализировать, как влияет на поляритонную динамику рассматриваемой мелкослоистой МСР изменение относительной ориентации векторов \mathbf{E}_0 и \mathbf{n} , изучим случай, когда, по-прежнему, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \parallel z$, но $\mathbf{n} \parallel z$.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ МЕЛКОСЛОИСТЫЙ ГИРОТРОПНЫЙ МФК. ВНЕШНЕЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ КОЛЛИНЕАРНО ОСИ СВЕРХРЕШЕТКИ

В данной геометрии структурно спектр нормальных ТМ- или ТЕ-волны в бесконечной МСР совпа-

дает с (48) и (49), однако теперь с учетом (4)–(6) имеем

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{xx} &= f_1\mu_{xx} + f_2 - f_1f_2\gamma_4^2/\Delta_{\epsilon}, \\ \bar{\mu}_{yy} &= f_1\mu_{yy} + f_2 - f_1f_2\mu_*^2/\Delta_{\mu}, \\ \bar{\mu}_{zz} &= \mu_{zz}/\Delta_{\mu}, \quad \bar{\mu}_* = f_1\mu_*/\Delta_{\mu}, \\ \bar{\epsilon}_{xx} &= f_1\epsilon_{xx} + f_2\epsilon_2 - f_1f_2\gamma_3^2/\Delta_{\mu}, \\ \bar{\epsilon}_{yy} &= f_1\epsilon_{yy} + f_2\epsilon_2 - f_1f_2\epsilon_*^2/\Delta_{\epsilon}, \\ \bar{\epsilon}_{zz} &= \epsilon_2\epsilon_{zz}/\Delta_{\epsilon}, \quad \bar{\epsilon}_* = f_1\epsilon_2\epsilon_*/\Delta_{\epsilon}, \\ \bar{\gamma}_1 &= f_1\gamma_1 - f_1f_2\epsilon_*\gamma_4/\Delta_{\epsilon}, \\ \bar{\gamma}_2 &= f_1\gamma_2 - f_1f_2\mu_*\gamma_3/\Delta_{\mu}, \\ \bar{\gamma}_3 &= f_1\gamma_3/\Delta_{\mu}, \quad \bar{\gamma}_4 = f_1\epsilon_2\gamma_4/\Delta_{\epsilon}. \end{aligned} \quad (72)$$

Здесь

$$\Delta_{\epsilon} = f_1\epsilon_2 + f_2\epsilon_{zz}, \quad \Delta_{\mu} = f_1 + f_2\mu_{zz}.$$

С учетом введенных обозначений (72) внешний вид коэффициента отражения (63) для случая границы раздела немагнитная среда–мелкослоистая МСР для падающей извне объемной волны ТМ- или ТЕ-типа не изменится по сравнению со случаем, когда $\mathbf{n} \parallel y$. Однако теперь для $\mathbf{n} \parallel z$ поверхностные импедансы для рассматриваемой МСР принимают вид

$$\begin{aligned} \bar{Z}^s &= \frac{ic\bar{\mu}_{zz}}{\omega(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)} \times \\ &\times \left\{ -\bar{q}_1^s - \left[\frac{\bar{\mu}_*}{\bar{\mu}_{zz}} k_{\perp} + \frac{\omega(\bar{\mu}_{zz}\bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_*\bar{\gamma}_3)}{c\bar{\mu}_{zz}} \right] \right\}, \\ \bar{Z}^p &= \frac{ic\bar{\epsilon}_{zz}}{\omega(\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2)} \times \\ &\times \left\{ \bar{q}_1^p + \left[\frac{\bar{\epsilon}_*}{\bar{\epsilon}_{zz}} k_{\perp} - \frac{\omega(\bar{\epsilon}_{zz}\bar{\gamma}_1 - \bar{\epsilon}_*\bar{\gamma}_4)}{c\bar{\epsilon}_{zz}} \right] \right\}, \\ \bar{Z}^s &= -\bar{Z}_*^s = -\frac{ic\tilde{q}}{\omega}, \quad \bar{Z}^p = -\bar{Z}_*^p = \frac{ic\tilde{q}}{\omega\tilde{\epsilon}}, \end{aligned} \quad (73)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{q}_1^s &= \left\{ \frac{\bar{\mu}_{yy}}{\bar{\mu}_{zz}} \left(k_{\perp} + \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\mu}_*\bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{yy}\bar{\gamma}_3}{\bar{\mu}_{yy}} \right)^2 - \right. \\ &\left. - \frac{\omega^2(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)(\bar{\epsilon}_{xx}\bar{\mu}_{yy} - \bar{\gamma}_2^2)}{c^2\bar{\mu}_{zz}^2} \right\}^{1/2}, \\ \bar{q}_1^p &= \left\{ \frac{\bar{\epsilon}_{yy}}{\bar{\epsilon}_{zz}} \left(k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\epsilon}_*\bar{\gamma}_1 - \bar{\epsilon}_{yy}\bar{\gamma}_4}{\bar{\epsilon}_{yy}} \right)^2 - \right. \\ &\left. - \frac{\omega^2(\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2)(\bar{\mu}_{xx}\bar{\epsilon}_{yy} - \bar{\gamma}_1^2)}{c^2\bar{\epsilon}_{yy}^2} \right\}^{1/2}, \\ \tilde{q} &= \sqrt{k_{\perp}^2 - \tilde{\epsilon}\omega^2/c^2}, \quad k_{\perp} = k_y. \end{aligned} \quad (74)$$

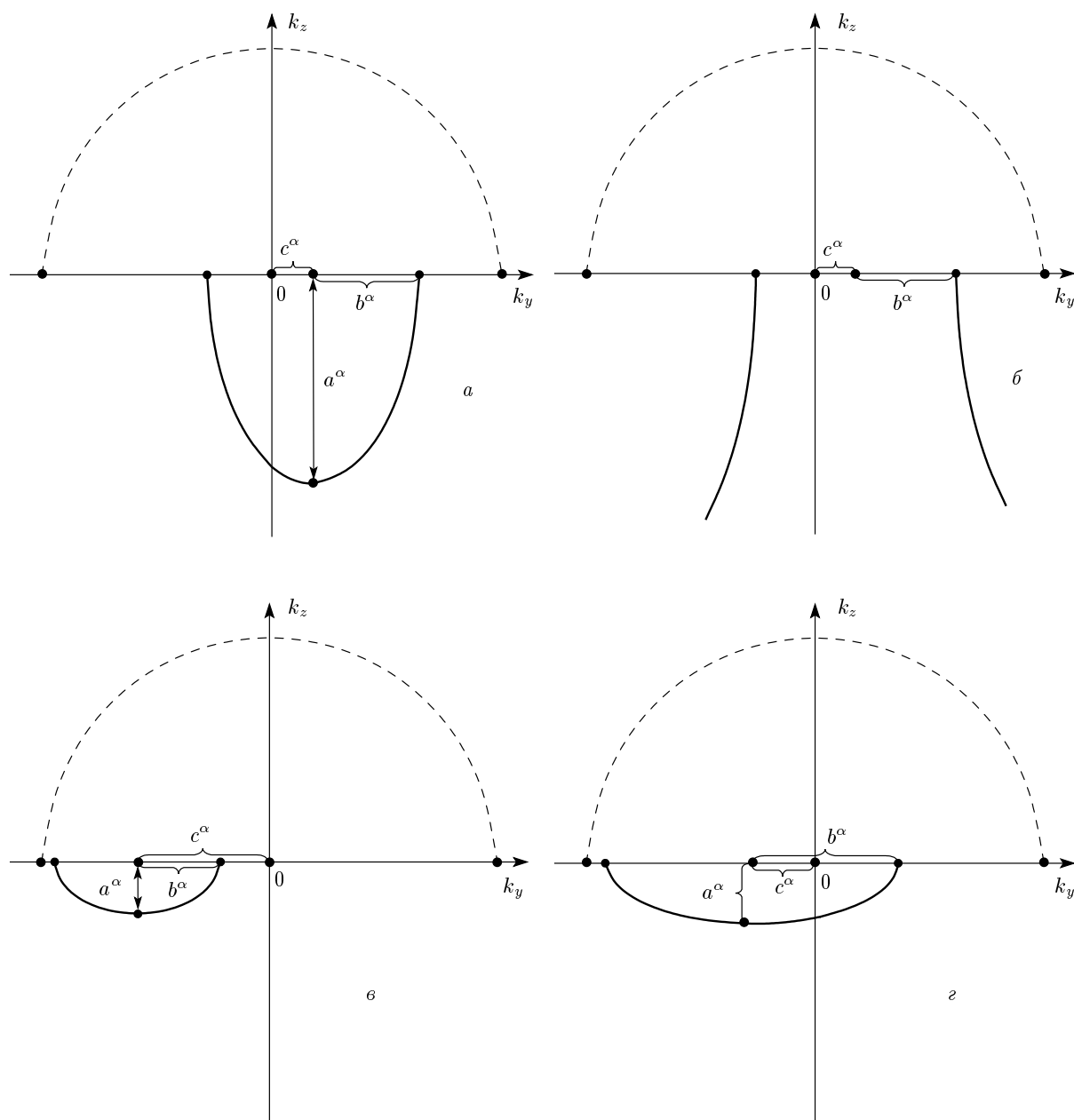


Рис. 6. Формы сечения поверхности волновых векторов нормальной ТЕ-волны в k -пространстве плоскостью $k_y k_z$ при условии, что $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel z$, $\mathbf{H}_0 \parallel x$, $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} > 0$ (\mathbf{n} — внешняя нормаль к сверхрешетке) для магнитной сверхрешетки (сплошные линии), для немагнитной среды (штриховые) для $0 < \omega < \bar{\omega}_z$ (а), $\bar{\omega}_z < \omega < \bar{\omega}_y$ (б), $\bar{\omega}_y < \omega < \bar{\omega}_1$ (в), $\omega > \bar{\omega}_0$ (г). Для случая $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} < 0$ направление оси k_y нужно изменить на противоположное

В результате, как следует из (66), (67), для ТЕ-волны в случае $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} > 0$ получим (см. рис. 6а-в) следующее.

Если $0 < \omega < \bar{\omega}_z$ (рис. 6а), то для углов падения, для которых $k_{\perp} < -b^{\alpha} - c^{\alpha}$ и $k_{\perp} > b^{\alpha} - c^{\alpha}$, реализуется эффект ПВО. При $k_{\perp} < -c^{\alpha}$ ($k_{\perp} > 0$) имеет место эффект отрицательной оптической рефракции.

В остальных интервалах углов падения имеет место обычный механизм преломления.

Независимо от знака $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n}$, если $\bar{\omega}_z^{\alpha} < \omega < \bar{\omega}_y^{\alpha}$ (рис. 6б), то для $-b^{\alpha} - c^{\alpha} < k_{\perp} < b^{\alpha} - c^{\alpha}$ имеет место эффект ПВО. Вне этого интервала будет иметь место преломление ТЕ-волны в МСР, причем проекции на направление нормали \mathbf{n} фазовых скоростей

отраженной и прошедшей волн будут иметь одинаковые знаки.

Если $\bar{\omega}_y^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$ (рис. 6а), то формирование преломленной ТЕ-волны в МСР будет возможно только для $k_\perp < 0$ в интервале $-b^\alpha - c^\alpha < k_\perp < b^\alpha - c^\alpha$. При этом, если $-c^\alpha < k_\perp < b^\alpha - c^\alpha$, будет иметь место эффект отрицательной оптической рефракции. Вне интервала $-b^\alpha - c^\alpha < k_\perp < b^\alpha - c^\alpha$ волновых чисел k_\perp реализуется эффект ПВО, т. е., в частности, для всех $k_\perp > 0$.

Если $\bar{\Omega}_1^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_2^\alpha$, то при любом угле падения будет иметь место эффект ПВО.

Если $\bar{\Omega}_2^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_0^\alpha$, то характер преломления ТЕ-волны, падающей на поверхность МСР, качественно не отличается от того, что уже был рассмотрен при условии, что $\bar{\omega}_y^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$.

Наконец, в случае $\omega > \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 6з) эффект ПВО будет возможен вне интервала углов падения $-b^\alpha - c^\alpha < k_\perp < b^\alpha - c^\alpha$. Если же для преломленной в МСР ТЕ-волны $-c^\alpha < k_\perp < 0$, то она будет демонстрировать эффект отрицательной оптической рефракции. Для остальных углов падения электромагнитной волны реализуется обычный механизм отражения.

Если $\mathbf{H}_0 \rightarrow -\mathbf{H}_0$, то для выбранного направления k_\perp после замены $\mathbf{E}_0 \rightarrow -\mathbf{E}_0$ результаты проведенного выше анализа остаются в силе. Этот же анализ справедлив и для ТМ-волны, когда $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} < 0$. Для ТЕ-волны в случае, когда $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{n} < 0$, на рис. 6 необходимо направление оси k_y изменить на противоположное.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе с использованием матрицы перехода проанализирован характер перестройки спектра поляритонов ТМ- и ТЕ-типа полуграниченной магнитной сверхрешетки типа легкоосный (ось z) антиферромагнетик – немагнитный диэлектрик, находящейся в скрещенных магнитном и электрическом полях. В качестве механизма, обеспечивающего связь между спиновой подсистемой и внешним электрическим полем, выбрано квадратичное магнитооптическое взаимодействие, существование которого возможно в магнитной среде любой симметрии. Расчет показал, что, если внешнее электрическое поле коллинеарно легкой оси антиферромагнетика, то в ненулевом постоянном внешнем магнитном поле ($\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0$) возникает целый ряд аномалий в условиях отражения и распространения электромагнитной волны в одномерном магнитном

фотонном кристалле типа нескомпенсированный одноосный антиферромагнетик – немагнитный диэлектрик, и отсутствующих в случае $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0, |\mathbf{H}_0| = 0$ [5]:

1) в отсутствие постоянного внешнего электрического поля формирование поверхностных магнитных ТМ-поляритонов в рассматриваемом одномерном МФК вообще невозможно;

2) при наличии скрещенных магнитного и электрического полей спектр не только поверхностных, но и объемных магнитных поляритонов как ТЕ-, так и ТМ-типа может обладать невязимостью относительно инверсии знака направления распространения волны;

3) структура спектра ТМ- и ТЕ-поляритонов существенно зависит от знака проекции внешнего электрического поля на направление нормали к границе раздела магнитной и немагнитной сред;

4) условия как распространения, так и локализации объемных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа, проходящих через границу раздела магнитной и немагнитной сред, существенно зависят от того, какую тройку (левую или правую) образуют положительные направления векторов $\mathbf{k}_y, \mathbf{H}_0, \mathbf{E}_0$;

5) для заданных значений ω и k_\perp число зон в поляритонном спектре неограниченной МСР может изменяться в зависимости от толщины магнитного слоя;

6) в зависимости от величины и ориентации внешнего электрического поля в условиях полного внутреннего отражения неоднородная объемная волна ТМ- или ТЕ-типа может при наличии постоянного внешнего магнитного поля затухать в глубь МСР либо монотонно, либо с осцилляциями;

7) становятся возможными индуцированные внешним электрическим полем аномальные режимы преломления объемных магнитных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа, падающих из немагнитного диэлектрика на внешнюю поверхность одномерного гиротропного мелкослоистого МФК.

В пределе $\mathbf{H}_0 \rightarrow 0$ соотношения, полученные в данной работе, совпадают с соответствующими выражениями из [5].

Следует отметить, что найденные в данной работе особенности поляритонной динамики одномерного МФК типа ЛО АФМ – немагнитный диэлектрик характерны и для некоторых других типов магнитных сверхрешеток при условии, что внешнее электрическое поле коллинеарно направлению равновесного вектора антиферромагнетизма, тогда как внешнее магнитное поле ортогонально легкой магнитной оси кристалла. В частности, это касается случая, когда магнитная среда в МСР — легкоосный антифер-

ромагнетик в опрокинутой фазе, а внешнее магнитное поле совпадает с легкой магнитной осью. Другим возможным вариантом магнитной среды в рассматриваемом одномерном МФК может быть легкоплоскостной антиферромагнетик в магнитном поле, лежащем в плоскости легкого намагничивания или совпадающем с трудной магнитной осью.

Случай, когда направления векторов \mathbf{H}_0 , \mathbf{E}_0 и \mathbf{I}_0 взаимно ортогональны, требует отдельного рассмотрения.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii et al., J. Phys. D **36**, R277 (2003).
2. Р. В. Писарев, *Физика магнитных диэлектриков*, Наука, Ленинград (1974), с. 356.
3. V. I. Belotelov and A. K. Zvezdin, J. Opt. Soc. Amer. B **22**, 286 (2005).
4. А. С. Савченко, С. В. Тарасенко, Опт. и спектр. **98**, 431 (2005).
5. Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, С. В. Тарасенко, Опт. и спектр. **102**, 617 (2007).
6. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Изд-во МГУ, Москва (1985).
7. А. С. Боровик-Романов, Н. М. Крейнес, А. А. Панков, М. А. Талалаев, ЖЭТФ **64**, 1762 (1973).
8. *Поверхностные поляритоны*, под ред. В. М. Аграновича, Д. В. Миллса, Наука, Москва (1985).