Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 5, с. 253 – 257

Особая поверхностная волна как условие максимального усиления интенсивности эванесцентной электромагнитной волны в прозрачной среде

Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко[1], *С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров*

Донецкий физико-технический институт им. Галкина НАН Украины 83114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 16 ноября 2011 г.

После переработки 18 января 2012 г.

На примере границы раздела двух прозрачных диэлектриков в постоянном внешнем электрическом (магнитном) поле показано, что условие максимального усиления интенсивности эванесцентных электромагнитных волн ТМ- или ТЕ-типа одновременно определяет и закон дисперсии соответствующей особой поверхностной волны, для которой мгновенный поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени равен нулю.

В последние годы резко возрос интерес к условиям формирования и свойствам неоднородных (эванесцентных) электромагнитных волн [1]. Не в последнюю очередь это связано с интенсивным развитием как нанооптики (в частности, фотонной сканирующей туннельной микроскопии), так и физики метаматериалов, поскольку использование указанного типа колебаний позволяет выйти за рамки дифракционного предела. В этих условиях особое внимание уделяется изучению возможности усиления интенсивности возбуждения неоднородной волны, формирующейся вблизи поверхности оптически менее плотной среды. Как известно, в условиях полного внутреннего отражения (TIR) в оптически менее плотной среде существование эванесцентных волн возможно даже в отсутствие поглощения. В монографии [1] отмечено, что на границе раздела оптически изотропных, непоглощающих и немагнитных сред максимальное (четырехкратное) усиление интенсивности эванесцентных волн ТМ-типа по отношению к падающей извне объемной p-волне достигается при угле падения θ, равном критическому углу TIR θ_{pc}. Этот вывод был основан на анализе амплитудного коэффициента прохождения, который вне области TIR можно представить в виде

$$T_\alpha = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + Z_\alpha}, \qquad \alpha = p, s, \tag{1}$$

где $\tilde{Z}_\alpha$ и Z_α – поверхностные импедансы для электромагнитной волны с поляризацией α в оптически более плотной ($\tilde{Z}_\alpha$) и менее плотной (Z_α) средах. Вместе с тем условие достижения максимума коэффициента прохождения объемной ТМ-волны $|T_p|^2 = 4$) при $\theta = \theta_{pc}$ [1] отвечает равенству $Z_p = 0$, т.е. возбуждению в оптически менее плотной изотропной среде особой объемной волны с поляризацией p-типа (особая объемная волна – это однопарциальная нелокализованная волна, у которой в любой момент времени мгновенный поток энергии через границу раздела сред равен нулю [2–4]). Таким образом, вопрос о возможности формирования внутри области TIR максимума интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа, бегущей вдоль границы раздела прозрачных диэлектрических сред, фактически остался открытым. Вместе с тем в соответствии со своим определением особая объемная волна ТМ-типа по электродинамическим характеристикам ($Z_p = 0$) удовлетворяет границе раздела изотропный диэлектрик–идеальный металл [2–4]. С другой стороны, как следует из [5, 6], в случае границы раздела изотропный диэлектрик–идеальный металл постоянное внешнее электрическое ($\mathbf{E}_0$) или магнитное ($\mathbf{H}_0$) поле (а также их комбинация) вследствие динамического магнитоэлектрического взаимодействия может вызывать формирование в диэлектрике однопарциальной поверхностной электромагнитной ТМ-волны. Однако несмотря на это, возможность достижения с помощью постоянного внешнего магнитного или электрического поля (или их комбинации) максимального усиления в условиях TIR интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа на границе раздела двух диэлектрических сред до сих пор не рассматривалась.

Целью данной работы является определение условий, при выполнении которых для границы раздела оптически прозрачных сред можно за счет нало-

[1]e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

жения внешнего постоянного магнитного или электрического поля реализовать максимальное (четырехкратное) усиление интенсивности эванесцентных волн ТМ- или ТЕ-типа.

В качестве примера рассмотрим плоскую границу раздела двух прозрачных полуограниченных немагнитных сред, считая, как и в (1), что верхнее полупространство занято оптически более плотной немагнитной средой, изотропной по своим электромагнитным свойствам. Для нее соответствующие материальные соотношения можно представить в виде

$$\mathbf{D} = \tilde{\epsilon}\mathbf{E}; \qquad \mathbf{B} = \mathbf{H}. \tag{2}$$

В этом случае входящие в (1) поверхностные импедансы в оптически более плотной среде в зависимости от поляризации волны имеют вид

$$\tilde{Z}_s = -\frac{k_\parallel}{k_0},\ k_\parallel = \sqrt{\tilde{\epsilon}k_0^2 - k_\perp^2},\ \tilde{Z}_p = \frac{k_\parallel}{\tilde{\epsilon}k_0},\ k_0 \equiv \frac{\omega}{c}, \tag{3}$$

где ω, $k_\perp$ – частота падающей волны и проекция ее волнового вектора на границу раздела сред. Относительно нижнего полупространства будем полагать, что оно занято одноосным диэлектриком (OZ – легкая ось). В случае $|\mathbf{E}_0||\mathbf{H}_0| \neq 0$ представим плотность энергии обсуждаемого одноосного диэлектрика с учетом скалярного динамического магнитоэлектрического [7] и изотропного квадратичного магнитооптического [8] взаимодействий в виде

$$W = \frac{c_1}{2}P_z^2 + \frac{c_2}{2}\left(P_x^2 + P_y^2\right) - \\ - \mathbf{PE} + \gamma\mathbf{P}\left[\frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t}\mathbf{H}\right] + \frac{a}{2}(\mathbf{PH})^2. \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{P}$ – вектор электрической поляризации, $c_{1,2} > 0$ – компоненты обратной диэлектрической восприимчивости, γ – константа скалярного динамического магнитоэлектрического взаимодействия, a – константа квадратичного магнитооптического взаимодействия. Если $\mathbf{H}_0 \| OZ$, а $\mathbf{E}_0 \| OY$, то соответствующая система материальных соотношений имеет вид (верхние индексы “$*$” и “T” отвечают комплексному сопряжению и транспонированию соответственно)

$$\mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H} + \hat{A}^*\mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \hat{\epsilon}\mathbf{E} + \hat{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{H}, \tag{5}$$

$$\mu_{ik} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & -i\mu_* & 0 \\ i\mu_* & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix},$$

$$\epsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -i\epsilon_* & 0 \\ i\epsilon_* & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

$$A_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i\beta_4 \\ 0 & 0 & -\beta_1 \\ i\beta_2 & \beta_3 & 0 \end{pmatrix}.$$

Ненулевые компоненты тензоров магнитной ($\hat{\mu}$), диэлектрической ($\hat{\epsilon}$) и магнитоэлектрической ($\hat{A}$) проницаемостей в (5) в явном виде могут быть представлены следующим образом:

$$\mu_{xx} = 1+\frac{4\pi g^2 P_0^2\omega^2}{f\left(\omega_\parallel^2 - \omega^2\right)},\ \mu_{yy} = 1-4\pi a P_0^2 + \frac{4\pi f P_0^2 a^2 H_0^2}{\omega_\parallel^2 - \omega^2},$$

$$\mu_{zz} = 1 + \frac{4\pi g^2 P_0^2\omega^2}{f\Delta}\left(\omega_\perp^2 - \omega^2\right),\ \mu_* = -\frac{4\pi a P_0^2 g H_0\omega}{\omega_\parallel^2 - \omega^2},$$

$$\epsilon_{xx} = 1 + \frac{4\pi f(\omega_\perp^2 - \omega^2)}{\Delta},\ \epsilon_{yy} = 1 + \frac{4\pi f(\omega_\perp^2 - \omega^2)}{\Delta},$$

$$\epsilon_{zz} = 1 + \frac{4\pi f}{\omega_\parallel^2 - \omega^2},\ \epsilon_* = \frac{8f\pi g H_0\omega}{\Delta},$$

$$g \equiv f\gamma, \quad P_0 = E_0/c_2,$$

$$\beta_1 = \frac{4\pi f a P_0 H_0}{\omega_\parallel^2 - \omega^2},\ \beta_2 = \frac{4\pi g P_0\omega}{\Delta}\left(\omega^2 - \omega_\perp^2\right),$$

$$\beta_3 = \frac{8\pi g^2 P_0 H_0\omega^2}{\Delta},\ \beta_4 = \frac{4\pi g P_0\omega}{\omega_\parallel^2 - \omega^2},$$

$$\Delta = \left(\omega_\perp^2 - \omega^2\right)^2 - 4g^2H_0^2\omega^2,$$

$$\omega_\parallel^2 = f\left(a_\parallel + aH_0^2\right),\ \omega_\perp^2 = a_\perp f. \tag{6}$$

В соответствии с [6] $f \equiv q^2/mV_0$, $\gamma \equiv V_0/cq$, где q – заряд, m – его масса, V_0 – объем элементарной ячейки.

В результате при $\mathbf{k} \in (XY)$ для рассматриваемой модели диэлектрика (5), (6) возможно независимое распространение нормальных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа со следующими дисперсионными соотношениями ($k_0 \equiv \omega/c$, c – скорость света):

$$\frac{\mu_{yy}}{\mu_{xx}}k_y^2 + \left(k_x - k_0\frac{\mu_*\beta_4 + \mu_{xx}\beta_1}{\mu_{xx}}\right)^2 - \\ - k_0^2\frac{(\mu_{xx}\mu_{yy} - \mu_*^2)(\epsilon_{zz}\mu_{xx} - \beta_4^2)}{\mu_{xx}^2} = 0,\ \ \alpha = s,$$

$$\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{xx}}k_y^2 + \left(k_x - k_0\frac{\epsilon_*\beta_2 + \epsilon_{xx}\beta_3}{\epsilon_{xx}}\right)^2 - \\ - k_0^2\frac{(\epsilon_{xx}\epsilon_{yy} - \epsilon_*^2)(\epsilon_{xx}\mu_{zz} - \beta_2^2)}{\epsilon_{xx}^2} = 0,\ \ \alpha = p. \tag{7}$$

В дальнейшем будем полагать плоскость (XY) сагиттальной, а $\mathbf{q}$ и $\mathbf{b}$ – единичными векторами вдоль нормали к границе раздела сред и вдоль линии пересечения сагиттальной плоскости и плоскости границы раздела сред соответственно ($\mathbf{qb} = 0$). В этом случае рефракционные свойства границы раздела будут зависеть от ориентации $\mathbf{E}_0$ в сагиттальной плоскости. Если волновой вектор в (7) представить как $\mathbf{k} = k_\perp \mathbf{b} + \eta \mathbf{q}$, то в зависимости от поляризации волны (TM или TE), распространяющейся в нижнем полупространстве, поверхностные импедансы Z_α, входящие в (1), в ковариантной форме [9] могут быть представлены в виде ($\hat{M}^{-1}$ – матрица, обратная матрице $\hat{M}$, $\mathbf{a} = [\mathbf{bq}]$, т.е. $\mathbf{H}_0 \| \mathbf{a}$)

$$Z_p = \mathbf{b}\hat{\epsilon}^{-1}\left(k_\perp \mathbf{q} - \eta \mathbf{b} - k_0 \hat{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{a}\right), \qquad \alpha = p,$$

$$Z_s = -\mathbf{b}\hat{\mu}^{-1}\left(k_\perp \mathbf{q} - \eta \mathbf{b} + k_0 \hat{A}^{*}\mathbf{a}\right), \qquad \alpha = s. \tag{8}$$

При этом в силу (5)–(7)

$$\mathbf{a}\hat{\epsilon}^{-1}\left(k_\perp \mathbf{q} - \eta \mathbf{b} - k_0 \hat{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{a}\right) = 0, \qquad \alpha = p,$$

$$\mathbf{a}\hat{\mu}^{-1}\left(k_\perp \mathbf{q} - \eta \mathbf{b} + k_0 \hat{A}^{*}\mathbf{a}\right) = 0, \qquad \alpha = s. \tag{9}$$

В условиях TIR для волны с поляризацией α корень квадратного относительно η уравнения (7) при $\mathbf{E}_0\mathbf{q} \neq 0$ имеет структуру

$$\eta_\alpha = \eta'_\alpha - i\eta''_\alpha, \qquad (\eta''_\alpha)^2 > 0. \tag{10}$$

С учетом эрмитовости тензоров $\hat{\epsilon}^{-1}$, $\hat{\mu}^{-1}$ и соотношений

$$\left(\hat{A}^{*}\hat{\epsilon}^{-1}\right)^{\mathrm{T}} = \left(\hat{\epsilon}^{-1}\hat{A}^{\mathrm{T}}\right)^{*}, \qquad \left(\hat{A}^{*}\hat{\mu}^{-1}\right)^{\mathrm{T}} = \left(\hat{\mu}^{-1}\hat{A}^{\mathrm{T}}\right)^{*} \tag{11}$$

из (5)–(7), (11) следует, что в (10) при $\alpha = p$

$$\eta'_p = \frac{\mathbf{b}[\hat{\epsilon}^{-1} + (\hat{\epsilon}^{-1})^{*}]\mathbf{q}k_\perp - k_0\mathbf{a}[\hat{A}^{*}\hat{\epsilon}^{-1} + (\hat{A}^{*}\epsilon^{-1})^{*}]\mathbf{b}}{2\mathbf{b}\hat{\epsilon}^{-1}\mathbf{b}}, \tag{12}$$

$$\eta''_p = \sqrt{\frac{(\mathbf{q}k_\perp - k_0\mathbf{a}\hat{A}^{*})\epsilon^{-1}(\mathbf{q}k_\perp - k_0\hat{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{a}) - k_0^2\mathbf{a}\hat{\mu}\mathbf{a}}{\mathbf{b}\epsilon^{-1}\mathbf{b}} - \left(\eta'_p\right)^2},$$

тогда как при $\alpha = s$

$$\eta'_s = \frac{\mathbf{b}[\hat{\mu}^{-1} + (\hat{\mu}^{-1})^{*}]\mathbf{q}k_\perp + k_0\mathbf{a}[\hat{A}^{\mathrm{T}}\hat{\mu}^{-1} + (\hat{A}^{\mathrm{T}}\hat{\mu}^{-1})^{*}]\mathbf{b}}{2\mathbf{b}\hat{\mu}^{-1}\mathbf{b}},$$

$$\eta''_s = \sqrt{\frac{(\mathbf{q}k_\perp + k_0\mathbf{a}\hat{A}^{\mathrm{T}})\hat{\mu}^{-1}(\mathbf{q}k_\perp + k_0\hat{A}^{*}\mathbf{a}) - k_0^2\mathbf{a}\hat{\epsilon}\mathbf{a}}{\mathbf{b}\hat{\mu}^{-1}\mathbf{b}} - (\eta'_s)^2}. \tag{13}$$

Здесь и ниже, используя ковариантную форму записи, мы не упрощаем с учетом (6) соответствующие соотношения. В приведенном виде при одновременном выполнении (8), (11) они оказываются справедливыми и для более общей структуры тензоров, чем (6). В частности, это справедливо, если мнимые компоненты эрмитовых тензоров $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mu}$ и все ненулевые компоненты $\hat{A}$, в отличие от (6), одновременно имеют как действительные, так и мнимые части. Из (12), (13) следует, что амплитуда эванесцентной волны с поляризацией α по мере удаления от границы раздела в глубь нижнего полупространства может не просто экспоненциально убывать с показателем $\eta''_\alpha \neq 0$, но и одновременно испытывать пространственные осцилляции (с периодом $2\pi/\eta'_\alpha$) при условии, что $\eta'_\alpha > \eta''_\alpha$. Подобная структура эванесцентной волны TM- или TE-типа сохраняется и для $|\mathbf{H}_0| = 0$, если при этом $\mathbf{E}_0\mathbf{q} \neq 0$.

Совместный анализ (1), (7)–(13) показывает, что и в рассматриваемом случае максимальное (четырехкратное) усиление интенсивности эванесцентной волны TM- или TE-типа ($|T_\alpha|^2 = 4$) определяется условием $Z_\alpha = 0$. Однако теперь оно реализуется не на границе области TIR (при $\theta = \theta_{\alpha c}$), а внутри нее (при $(\eta''_\alpha)^2 > 0$). При этом частота ω и угол падения (проекция волнового вектора на границу раздела сред $k_\perp$) объемной электромагнитной волны TE- или TM-типа в верхней среде с учетом (12), (13) одновременно удовлетворяют одному из следующих соотношений ($(\eta''_\alpha)^2 > 0$):

$$\eta''_p = i\frac{\mathbf{b}[\hat{\epsilon}^{-1} - (\hat{\epsilon}^{-1})^{*}]\mathbf{q}k_\perp + k_0\mathbf{a}[\hat{A}^{*}\hat{\epsilon}^{-1} - (\hat{A}^{*}\hat{\epsilon}^{-1})^{*}]\mathbf{b}}{2\mathbf{b}\hat{\epsilon}^{-1}\mathbf{b}}, \qquad \alpha = p,$$

$$\eta''_s = i\frac{\mathbf{b}[\hat{\mu}^{-1} - (\hat{\mu}^{-1})^{*}]\mathbf{q}k_\perp - k_0\mathbf{a}[\hat{A}^{\mathrm{T}}\hat{\mu}^{-1} - (\hat{A}^{\mathrm{T}}\hat{\mu}^{-1})^{*}]\mathbf{b}}{2\mathbf{b}\hat{\mu}^{-1}\mathbf{b}}, \qquad \alpha = s. \tag{14}$$

Согласно (14) для волны с заданной поляризацией $\alpha = p$ ($\alpha = s$) в области TIR ($(\eta''_\alpha)^2 > 0$), помимо $Z_\alpha = 0$, одновременно также выполнены условия

$$\varphi_\alpha = 0, \quad \mathbf{S}_\alpha\mathbf{q} = 0, \quad \alpha = p, s. \tag{15}$$

Здесь $\mathbf{S}_\alpha$ – вектор Пойнтинга эванесцентной волны с поляризацией α в оптически менее плотной среде, φ_α – фазовый сдвиг объемной волны с поляризацией α, отраженной от границы раздела в верхнюю, оптически более плотную среду ($\mathrm{tg}(\varphi_\alpha/2) = Z_\alpha/\tilde{Z}_\alpha$). Анализ (6)–(15) показывает, что при $\alpha = p$ соответствующее дисперсионное соотношение в (14) отвечает поверхностному TM-поляритону с $\mathbf{k} \in (XY)$, распространяющемуся вдоль границы раздела немагнитный диэлектрик–идеальный металл (формально

$\tilde{Z}_p = 0$). Если же в (14) $\alpha = s$, то речь идет о законе дисперсии поверхностного поляритона TE-типа, распространяющегося в рассматриваемой оптической конфигурации вдоль границы раздела немагнитный диэлектрик–идеальный магнетик (формально $\tilde{Z}_s = 0$). Согласно (14), (15) у этого класса бегущих электромагнитных волн в любой момент времени групповая скорость параллельна границе раздела сред (поток энергии через границу раздела сред равен нулю, $(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0$). Таким образом, по аналогии с особыми объемными волнами TM-типа из [2–4], определяемые (6)–(15) поверхностные поляритонные возбуждения можно назвать особыми поверхностными волнами TM- и TE-типа. Заметим, что при заданном знаке $\mathbf{E}_0\mathbf{q}$ за счет изменения $|\mathbf{E}_0\mathbf{q}|$ можно влиять на величину угла падения, при которой в оптически менее плотной среде (см. (5)–(7)) достигается максимум интенсивности возбуждения эванесцентной волны TM- или TE-типа. Кроме того, положение частотного диапазона, в котором на плоскости внешних параметров ω–$k_\perp$ лежат кривые (14), скачком изменяется при смене знака величины $\mathbf{E}_0\mathbf{q}$, причем эти частотные интервалы не перекрываются при любом $k_\perp$.

Что же касается границы области TIR, $\theta = \theta_{\alpha c}$, то, как показывает анализ, в случае (14) формирующаяся в оптически менее плотной среде объемная ($(\eta''_\alpha)^2 < 0$) волна TM- или TE-типа с $\mathbf{k} \in (XY)$ не является особой, поскольку для нее одновременно выполнены соотношения

$$Z_\alpha \neq 0, \quad \varphi_\alpha \neq 0, \quad \mathbf{S}_\alpha \mathbf{q} \neq 0, \quad \alpha = p, s. \qquad (16)$$

В результате в этом случае поток энергии через границу раздела сред равен нулю только в среднем за период колебаний и условие максимального усиления интенсивности эванесцентной волны с поляризацией α не достигается ($|T_\alpha|^2 < 4$). Анализ (6)–(16) показывает, что уже при $|\mathbf{E}_0| = 0$ связанные с $\mathbf{H}_0 \| \mathbf{a}$ эффекты собственной гиротропии приводят к невзаимности спектра особых поверхностных волн (14) относительно инверсии направления распространения.

До сих пор обсуждалась возможность целенаправленного влияния на условия достижения при TIR максимума интенсивности возбуждения эванесцентной волны TM- или TE-типа только с помощью комбинации $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{H}_0$. Вместе с тем из (5)–(16) следует, что формирование особой поверхностной волны с поляризацией α (а значит, и усиление интенсивности эванесцентной волны соответствующего типа) в рассматриваемой оптически менее плотной среде можно реализовать также и с помощью только постоянного внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0$ или только магнитного поля $\mathbf{H}_0$ (лишь для волны TM-типа) определенной ориентации.

Расчет показывает, что выполнение соотношений (15) для волны TM- или TE-типа, падающей из полуограниченной оптически более плотной среды на ее поверхность, возможно и в случае контакта с более сложными слоистыми средами.

В качестве примера рассмотрим схему Отто [1]. Применительно к изученному выше случаю она включает в себя вакуумную (среда 1) прослойку толщиной d на границе раздела между двумя рассматриваемыми в данной работе полуограниченными средами. По-прежнему будем считать, что объемная электромагнитная волна TM- или TE-типа падает из верхней, оптически изотропной и более плотной среды (2) на поверхность диэлектрической оптически изотропной немагнитной прослойки (среда 1). Если плоскостью падения является (XY) и $\mathbf{E}_0 \| OY$, а $\mathbf{H}_0 \| OZ$, то при $\mathbf{q} \in (XY)$ входной импеданс системы диэлектрическая прослойка + оптически менее плотное полупространство вне условий TIR с учетом (5)–(13) можно представить в виде (см. также [10])

$$T_\alpha = \frac{2\bar{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + \bar{Z}_\alpha}, \; \bar{Z}_\alpha = Z_{1\alpha} \frac{Z_\alpha - iZ_{1\alpha}\mathrm{tg}(k^1_\| d)}{Z_{1\alpha} - iZ_\alpha \mathrm{tg}(k^1_\| d)},$$
$$\alpha = p, s, \quad Z_{1p} = \frac{k^1_\|}{\epsilon_1 k_0}, \; Z_{1s} = -\frac{k^1_\|}{k_0},$$
$$k^1_\| = \sqrt{\epsilon_1 k_0^2 - k_\perp^2}, \qquad (17)$$

где $Z_{1\alpha}$ – поверхностный импеданс для волны с поляризацией в среде 1, $\bar{Z}_\alpha$ – входной импеданс для слоистой структуры с верхней границей при $\xi = d$, ξ – текущая координата вдоль направления $\mathbf{q}$. Если в (17) $\bar{Z}_\alpha = 0$, то при $(\eta''_\alpha)^2 > 0$ имеем $Z_\alpha = iZ_{1\alpha}\mathrm{tg}(k^1_\| d)$ и для $\xi = d$ по-прежнему справедливы соотношения (15). В результате для волны, бегущей в системе слой + нижнее полупространство, нормальная компонента потока энергии через границу раздела ($\xi = d$) будет равна нулю в любой момент времени. При этом в нижнем полупространстве ($\xi < 0$) распространяется эванесцентная волна TM- или TE-типа ($(\eta''_\alpha)^2 > 0$), которая в зависимости от знака $(k^1_\|)^2$ сопровождается бегущей вдоль немагнитной прослойки среды 1 гиперболической (при $(k^1_\|)^2 < 0$) или тригонометрической (при $(k^1_\|)^2 > 0$) волной. Поскольку же для $\xi = d$ выполнено условие (15), соответствующая неоднородная волна также может быть названа особой поверхностной волной с поляризацией TM- или TE-типа соответственно. Однако теперь такая волна приобретает более сложную пространственную структуру по мере удаления от оптически более плотного полупространства вдоль нормали к границе раздела сред (при $0 < \xi < d$).

Результаты проведенного выше анализа условий максимального усиления интенсивности эванесцентной волны не ограничиваются только немагнитными средами. В частности, как показывает расчет, материальные соотношения, аналогичные (5), (6), имеют место, если оптически менее плотной средой является одноосный (ось OZ) антиферромагнетик (легкоплоскостной или легкоосный в spin–flop-фазе), при условии, что $\mathbf{H}_0 \| OZ$, а $\mathbf{E}_0 \| OY$. В качестве примера здесь можно рассмотреть с учетом квадратичного магнитооптического взаимодействия двухподрешеточную модель антиферромагнетика [11].

Оценим при заданном значении ω относительную разность между волновыми числами, отвечающими особой поверхностной волне ($k_\perp = k_S(\omega)$) и критическому углу TIR ($k_\perp = k_V(\omega)$): $(k_S - k_V)/k_V$. Рассмотрим случай, когда, помимо $k_\perp$ и частоты волны ω, внешним параметром является только постоянное внешнее электрическое поле $\mathbf{E_0} \| \mathbf{n}$ ($|\mathbf{H_0}| = 0$). В результате для особой поверхностной волны ТМ-типа соотношение (14) принимает вид $k_S^2(\omega) = k_0^2 \epsilon_{yy} \mu_{zz}$, тогда как из спектра нормальных ТМ-поляритонов (7) следует, что $k_V^2(\omega) = k_0^2(\epsilon_{xx}\mu_{zz} - \beta_2^2)\epsilon_{yy}/\epsilon_{xx}$. С учетом (5), (6) получаем

$$\frac{k_S^2 - k_V^2}{k_V^2} = \frac{\beta_2^2}{\epsilon_{xx}\mu_{zz} - \beta_2^2} = \frac{(4\pi g P_0 \omega)^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)(\Omega_0^2 - \kappa\omega^2)},$$

$$\Omega_0^2 \equiv f(a_\perp + 4\pi), \quad \kappa \equiv 1 - \frac{4\pi g^2 P_0^2}{f}. \qquad (18)$$

При сканировании по частоте ω в области TIR оценка (18) может носить резонансный характер. Для численных значений, взятых из [5], при $\mathrm{P}_0 \approx 10^4$ ед. СГСЕ из (18) имеем $gP_0 \approx 10\,\text{см}^{-1}$. Если же рассматривать сканирование по углу и ограничиться частотным диапазоном, для которого $\omega \sim \Omega_0$ или $\omega \sim \omega_0$, то из (18) следует, что наиболее подходящие условия для реализации максимального усиления интенсивности эванесцентной волны ТМ-типа формируются вблизи фазового перехода типа смещения, когда $\omega_0 \ll \Omega_0$. В частности, как отмечено в [12], в этом случае для титаната бария в параэлектрической фазе частота Ω_0, при которой $\epsilon_{xx}(\omega)$ обращается в нуль при изменении частоты, по порядку величины составляет $\Omega_0 \sim 10\,\text{см}^{-1}$, т.е. $(k_S^2 - k_V^2)/k_V^2 \sim 10^2$, или $(k_S - k_V)/k_V \sim 10$.

Анализ условий, при которых в области TIR отражение в оптически более плотную среду объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа происходит без набега фазы ($\varphi_\alpha = 0$), позволяет экспериментально определить на плоскости внешних параметров ω–$k_\perp$ законы дисперсии рассмотренных в данной работе особых поверхностных волн (а значит, и условия достижения максимальной интенсивности возбуждения эванесцентных волн соответствующего типа).

Следует также отметить, что в принципе для формирования обсуждаемого типа особых поверхностных волн наличие постоянного внешнего магнитного или электрического поля вовсе не является необходимым условием. В частности, материальные соотношения (5), (6) при $\mathbf{E}_0 \| \mathbf{n}$ ($|\mathbf{H}_0| = 0$) совпадают с таковыми для случая метаматериала на основе двух ортогональных решеток из металлических омега-частиц [13] при условии, что прямые отрезки проводников одновременно ортогональны направлению $\mathbf{E}_0$ в рассматриваемой выше модели, а плоскости решеток, в которых лежат петли омега-частиц, под прямым углом пересекаются вдоль линии, совпадающей с ориентацией $\mathbf{E}_0$.

Условия формирования особой поверхностной волны ТМ- или ТЕ-типа в случае фотонного кристалла будут рассмотрены отдельно.

Работа выполнена в рамках конкурса совместных российско-украинских исследовательских проектов 2011 года (РФФИ–ДФФДУ) (проекты # 11-02-90425 и Ф40.2/100).

---

1. Л. Новотный, Б. Хехт, *Основы нанооптики*, М.: Физматлит, 2009.
2. В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, ЖЭТФ **128**, 904 (2005).
3. В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, А. Радович, ЖЭТФ **131**, 14 (2007).
4. В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, Кристаллография **54**, 989 (2009).
5. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, Письма в ЖЭТФ **68**, 876 (1998).
6. И.Е. Чупис, ФНТ **30**, 1287 (2004).
7. В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик, *Особенности распространения волн в электрически поляризованных средах в магнитном поле*, препринт ИТФ АН Украины, 87-121P, Киев: ИТФ АН Украины, 1987.
8. A.K. Zvezdin and V.A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials*, Institute of Physics Publishing, Philadelphia, Pa, USA, 1997.
9. Ф.И. Федоров, В.В. Филиппов, *Отражение и преломление света прозрачными кристаллами*, Минск: Изд. Наука и техника, 1976.
10. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, М.: Наука, 1973.
11. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, М.: Физматлит, 2001.
12. *Физика сегнетоэлектрических явлений* (под ред. Г.А. Смоленского), Л.: Наука (Ленинградское отделение), 1985.
13. S.A. Tretyakov and A.A. Sochava, Electronics Letters **29**, 1048 (1993).