Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 6, с. 380 – 387 © 2015 г. 25 сентября

Новый механизм усиления эффекта Гуса–Хенхен на границе раздела прозрачных сред

А. С. Савченко[+], *А. С. Тарасенко*[+], *С. В. Тарасенко*[+1)], *В. Г. Шавров*[*]

[+]*Донецкий физико-технический институт им. Галкина, 83114 Донецк, Украина*

[*]*Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 марта 2015 г.

После переработки 27 июля 2015 г.

Даже в случае единственной границы раздела прозрачных сред усиление продольного смещения пучка волн ТМ (ТЕ) типа возможно за счет резонансного возбуждения эванесцентной волны соответствующей поляризации при условии, что поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени равен нулю.

DOI: 10.7868/S0370274X15180058

Несмотря на то что с момента открытия эффекта Гуса–Хенхен [1] прошло уже практически семьдесят лет, интерес к анализу пространственной эволюции пучка объемных электромагнитных волн, падающего в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) на границу раздела оптически прозрачных сред, не ослабевает вплоть до настоящего времени [2, 3]. В значительной мере это стимулировано не только бурным развитием фотоники, но и впечатляющими достижениями нанооптики вообще и спектроскопии ближнего поля в частности [4].

Эффект Гуса–Хенхен, как известно, заключается в том, что пучок объемных волн, падающий в условиях ПВО на границу раздела сред из оптически более плотной среды, после отражения испытывает продольное смещение вдоль линии пересечения сагиттальной плоскости и границы раздела сред. К настоящему времени имеется два различных метода оценки сдвига пучка [5]. Первый из них – метод стационарной фазы – применяет кинематический подход и основывается на использовании угловой зависимости коэффициентов Френеля для плоских волн в условиях ПВО [6]. Альтернативным методом является энергетический подход к определению величины сдвига Гуса–Хенхен который был предложен в [7]. Он основан на анализе распределения энергетических потоков, сопровождающих в условиях ПВО падающий и отраженные пучки, в оптически более плотной среде и связанную с ними эванесцентную волну в контактирующей оптически менее плотной среде. Впоследствии в работе [8] (см. также [5]) этот метод был существенно усовершенствован за счет корректного учета того обстоятельства, что поток энергии через границу раздела сред, связанный с эванесцентной волной, обращается в нуль только в среднем за период колебаний.

Величина сдвига Гуса–Хенхен существенно увеличивается, если в процессе переноса энергии участвуют вытекающие поверхностные поляритоны. Последнее было экспериментально продемонстрировано на различных оптических схемах, позволяющих в рамках метода нарушенного ПВО возбуждать поверхностные поляритоны (речь идет, в частности, о схеме Отто [9], методе дифракционной решетки [10], схеме Кречманна [11, 12]). При этом в качестве оптически менее плотной поверхностно активной среды наряду с металлами все чаще выступают фотонные кристаллы [13, 14].

Однако все эти схемы имеют существенное для целей данной работы ограничение: в них усиление сдвига Гуса–Хенхен не являлось результатом возбуждения поверхностной поляритонной волны непосредственно на границе раздела с оптически более плотной средой. Необходимым элементом оптических схем, использованных в [9–14], всегда было наличие промежуточного слоя (структуры) на поверхности оптически менее плотной среды. Это связано с тем, что для формирования на границе раздела двух сред поверхностной поляритонной волны необходимо выполнение следующих условий: 1) одна из сред должна быть поверхностно-активной для заданных значений частоты ω и поперечного волнового числа $k_\perp$ (угла падения), 2) эти же значения ω и $k_\perp$ должны одновременно от-

1)e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

вечать области ПВО для обеих контактирующих сред.

В данной работе с помощью метода стационарной фазы показано, что в условиях ПВО усиление эффекта Гуса–Хенхен для волны ТМ (ТЕ) может быть реализовано даже в случае одиночного интерфейса прозрачных сред, если имеет место резонансное возбуждение эванесцентной электромагнитной волны той же поляризации, что и падающая, при условии, что поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени равен нулю.

Начнем с рассмотрения границы раздела двух прозрачных сред с нормалью $\mathbf{q}$ и электромагнитными граничными условиями максвелловского типа. В дальнейшем будем полагать, что верхняя оптически более плотная немагнитная среда по своим оптическим свойствам является изотропной. Уравнения связи для нее могут быть представлены в виде (тильдой отмечены величины, относящиеся к оптически более плотной среде)

$$\widetilde{\mathbf{B}} = \widetilde{\mathbf{H}}, \quad \widetilde{\mathbf{D}} = \widetilde{\varepsilon}\widetilde{\mathbf{E}}. \tag{1}$$

Здесь $\widetilde{\mathbf{B}}$ и $\widetilde{\mathbf{D}}$ – вектора магнитной и электрической индукции, $\widetilde{\mathbf{H}}$ и $\widetilde{\mathbf{E}}$ – магнитное и электрическое поле, $\widetilde{\varepsilon}$ – диэлектрическая проницаемость верхней среды.

Пусть сагиттальная плоскость характеризуется вектором нормали $\mathbf{a}$ ($\mathbf{a} \perp \mathbf{q}$), а вектор $\mathbf{b}$ направлен вдоль линии пересечения плоскости границы раздела сред и сагиттальной плоскости ($\mathbf{a} = [\mathbf{bq}]$). Предположим также, что избранная сагиттальная плоскость такова, что и в нижней оптически менее плотной среде возможно независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа. В этом случае, используя максвелловские граничные условия и определяя френелевские коэффициенты прохождения для волны ТМ (T_p) и ТЕ (T_s) типа как

$$(\widetilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}) \equiv T_p(\mathbf{Ha}), \quad (\widetilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}) \equiv T_s(\mathbf{Ea}), \tag{2}$$

получаем, что в условиях ПВО соответствующие френелевские коэффициенты отражения R_α ($R_\alpha + 1 = T_\alpha$) принимают вид

$$R_\alpha = \frac{\widetilde{Z}_\alpha - iZ_\alpha}{\widetilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha}, \tag{3}$$

где $(\widetilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}) \equiv \widetilde{Z}_p(\widetilde{\mathbf{H}}\mathbf{a})$, $(\widetilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}) \equiv -\widetilde{Z}_s(\widetilde{\mathbf{E}}\mathbf{a})$, $(\mathbf{Eb}) \equiv Z_p(\mathbf{Ha})$, $(\mathbf{Hb}) \equiv -Z_s(\mathbf{Ea})$, $\alpha = p, s$.

В соответствии с принятым определением $\widetilde{Z}_p$ и Z_p характеризуют поверхностный волновой импеданс для волны ТМ-типа в верхней и нижней среде соответственно, а $\widetilde{Z}_s(Z_s)$ – поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа для верхней (нижней) среды [15]. Если ω – частота волны, а $\mathbf{k}_\perp$ – поперечное волновое число, то $\widetilde{Z}_p = \sqrt{\widetilde{\varepsilon}k_0^2 - k_\perp^2}/(\widetilde{\varepsilon}k_0)$, $\widetilde{Z}_s = \sqrt{\widetilde{\varepsilon}k_0^2 - k_\perp^2}/k_0$, где $k_0 \equiv \omega/c$, c – скорость света.

Представив в условиях ПВО (3) $R_\alpha = \exp(i\varphi_\alpha)$, с помощью метода стационарной фазы [6] получаем, что вдали от предельного угла ПВО $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ продольное смещение пучка объемных волн с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа, определяемое как $\Delta_\alpha = -\mathrm{sign}(k_\perp)\frac{\partial\varphi_\alpha}{\partial k_\perp}$, имеет вид

$$\Delta_\alpha = \frac{2\mathrm{sign}(k_\perp)}{1 + (Z_\alpha/\widetilde{Z}_\alpha)^2}\frac{\partial}{\partial k_\perp}\left(\frac{Z_\alpha}{\widetilde{Z}_\alpha}\right) \quad (\alpha = p, s). \tag{4}$$

Как известно [5], данное соотношение справедливо только для углов падения, далеких от скольжения. Тогда, ограничившись в дальнейшем условием $\widetilde{Z}_\alpha\partial Z_\alpha/\partial k_\perp \gg Z_\alpha\partial\widetilde{Z}_\alpha/\partial k_\perp$, из (4) с учетом (2)–(3) получим

$$\Delta_\alpha \cong \frac{2\mathrm{sign}(k_\perp)}{1 + (Z_\alpha/\widetilde{Z}_\alpha)^2}\frac{\partial Z_\alpha}{\widetilde{Z}_\alpha\partial k_\perp} = = \frac{\mathrm{sign}(k_\perp)}{2\widetilde{Z}_\alpha}|T_\alpha^2|\left(\frac{\partial Z_\alpha}{\partial k_\perp}\right) \ (\alpha = p, s). \tag{5}$$

Расчет показывает, что $\partial Z_\alpha/\partial k_\perp$ определяет отношение величины усредненного по периоду колебаний потока энергии, переносимого эванесцентной волной ТМ (ТЕ) типа вдоль поверхности оптически менее плотной среды, к обратной глубине проникновения этой неоднородной волны в оптически менее плотную среду.

Несмотря на то что соотношение (5) неприменимо непосредственно вблизи предельного угла ПВО для падающей волны данного типа ($\vartheta_{c\alpha}$), оно демонстрирует возможность роста в области ПВО смещения Гуса–Хенхен при $\vartheta \to \vartheta_{c\alpha}$ как при увеличении $\partial Z_\alpha/\partial k_\perp$, так и при стремлении Z_α к нулю. Как известно, в случае оптически изотропных сред, $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ отвечает возбуждению в оптически менее плотной среде однородной объемной волны [4]. Она характеризуется равной нулю величиной потока энергии через границу раздела сред, $(\mathbf{S}_\alpha\mathbf{q}) = 0$, в любой момент времени. В кристаллофизике такая электромагнитная волна носит название особой объемной волны и в настоящее время активно изучается [16–18]. Однако отсутствие локализации особой объемной волны вдоль нормали к границе раздела сред по мере удаления в глубь оптически менее плотной среды приводит к неограниченному росту $\partial Z_\alpha/\partial k_\perp$ при $\vartheta \to \vartheta_{c\alpha}$, что и делает неприменимой оценку для сдвига Гуса–Хенхен, даваемую (4), (5) на границе области ПВО.

Так как внутри области ПВО формирование эванесцентной волны будет ограничивать рост

$\partial Z_\alpha/\partial k_\perp$, можно ожидать, что реализация условия $Z_\alpha = 0$ (равенство нулю связанного с эванесцентной волной потока энергии через границу раздела сред в любой момент времени) приведет к усилению эффекта Гуса–Хенхен уже в случае единственной границы между прозрачными средами, обладающими оптическим контрастом (т.е. без введения "промежуточных слоев", используемых в традиционных оптических схемах [9–14]).

Как известно [4], в условиях ПВО интенсивность возбуждаемой в оптически менее плотной среде эванесцентной волны пропорциональна

$$T_\alpha^2 = \frac{2\widetilde{Z}_\alpha}{\widetilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha}\frac{2\widetilde{Z}_\alpha}{\widetilde{Z}_\alpha - iZ_\alpha}\ (\alpha = p, s). \qquad (6)$$

В соответствии с общей теорией волновых процессов в слоистых прозрачных средах полюс коэффициента отражения при вещественных ω и $k_\perp$ характеризует спектр собственных колебаний данной структуры. В случае (6) структура знаменателя отвечает формированию в области ПВО двух режимов распространения эванесцентной волны ТМ (ТЕ) типа с комплексными значениями $k_\perp$ (и вещественными ω). Согласно терминологии, принятой в радиофизике [19], эти волны относятся к быстрым несобственным модам рассматриваемой краевой задачи. Если $-i\widetilde{Z}_\alpha(\omega, k_\perp) = Z_\alpha(\omega, k_\perp)$, то падающая из оптически более плотной среды объемная волна возбуждает в оптически менее плотной среде распространяющуюся вдоль границы раздела сред эванесцентную волну с теми же ω и $k_\perp$ и той же поляризацией. Второй вариант:

$$i\widetilde{Z}_\alpha(\omega, k_\perp) = Z_\alpha(\omega, k_\perp)\ (\alpha = p, s) \qquad (7)$$

характерен для вытекающей эванесцентной волны, которая при своем распространении вдоль границы раздела сред излучает с теми же ω и $k_\perp$ объемную волну той же поляризации в оптически более плотную среду. В соответствии с [15] в условиях ПВО эти моды формируют в оптически более плотной среде стоячую (вдоль нормали к границе раздела $\mathbf{q}$) объемную волну ТМ (ТЕ) типа, которую в оптически менее плотной среде сопровождает эванесцентная волна той же поляризации и с теми же значениями ω и $k_\perp$.

Вследствие (7) вытекающая эванесцентная волна, имеющая заданную частоту ω, обладает комплексным поперечным волновым числом, в котором удобно выделить в явном виде действительную и мнимую части:

$$k_\perp \to k_\perp - i\lambda_\alpha(\omega, k_\perp)\ (\alpha = p, s). \qquad (8)$$

Здесь $\lambda_\alpha(\omega, k_\perp)$ характеризует затухание вытекающей эванесцентной волны ТМ (ТЕ) типа за счет возбуждения в верхней среде объемной волны той же поляризации. Если $\lambda_\alpha(\omega, k_\perp) \to 0$, то в (8) $k_\perp \to k^\alpha_{\rm ESW}(\omega)$, где $k^\alpha_{\rm ESW}(\omega)$ – закон дисперсии эванесцентной волны ТМ (ТЕ) типа, определяемый условием $Z_\alpha(\omega, k_\perp) = 0$. Ограничиваясь линейными поправками по малым $\lambda_\alpha(\omega, k_\perp)(\lambda_\alpha/k^\alpha_{\rm ESW} \ll 1)$ [2)] из (7), (8) при $k_\perp \cong k^\alpha_{\rm ESW}(\omega)$ получим оценку для декремента затухания вытекающей эванесцентной волны λ_α. В результате на основании (5) соотношение для максимального сдвига Гуса–Хенхен при резонансном возбуждении вытекающей эванесцентной волны ТМ (ТЕ) типа, удовлетворяющей условию $Z_\alpha = 0$, принимает вид

$$|\Delta_\alpha| \cong \frac{2}{\lambda_\alpha},\ \ \frac{1}{\lambda_\alpha} \cong \frac{\partial Z_\alpha}{\widetilde{Z}_\alpha \partial k_\perp}\ \ (\alpha = p, s). \qquad (9)$$

В качестве примера рассмотрим изученный в работах [20, 21] случай влияния внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ на характер отражения в условиях ПВО пучка объемных волн ТЕ-типа, падающего из оптически более плотной среды на поверхность легкоосного антиферромагнетика, при условии, что $\mathbf{H}_0$ ортогонально легкой магнитной оси, лежащей в сагиттальной плоскости. Авторы [20, 21] рассматривали эффект невзаимности сдвига Гуса–Хенхен, связанный с наличием в оптически менее плотной среде равновесного вектора ферромагнетизма, ориентированного вдоль нормали к сагиттальной плоскости (геометрия Фогта). Покажем, что для ситуации, изученной в [20, 21], предложенный в данной работе механизм усиления эффекта Гуса–Хенхен будет иметь место. Как известно [22], для двухподрешеточной модели обменно-коллинеарного, легкоосного (OZ) антиферромагнетика во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0 \| OX$ структура тензоров, входящих в соответствующие материальные соотношения, имеет вид

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & -\mu_* i \\ 0 & \mu_* i & \mu_{zz} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}, \qquad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}, \qquad (10)$$

[2)] В этом случае обсуждаемая вытекающая волна может иметь физический смысл, поскольку мнимая добавка в (8) мала.

$$\begin{cases} \mu_{xx} = 1 + 4\pi T_x \dfrac{\omega_{\rm AF}^2}{\Delta_{\rm AF}}, & \mu_{yy} = 1 + 4\pi T_y \dfrac{\omega_{\rm F}^2}{\Delta_{\rm F}}, \\ \mu_{zz} = 1 + 4\pi T_z \dfrac{\omega_{\rm F}^2}{\Delta_{\rm F}}, & \mu_* = 4\pi\sqrt{T_z T_y}\,\dfrac{\omega_{\rm F}\omega}{\Delta_{\rm F}}, \\ \Delta_{\rm F} = \omega_{\rm F}^2 - \omega^2, & \Delta_{\rm AF} = \omega_{\rm AF}^2 - \omega^2. \end{cases} \tag{11}$$

Здесь T_i – статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$, μ_{ik} и ε_{ik} – магнитная и диэлектрическая проницаемости, $\omega_{\rm AF}$ и $\omega_{\rm F}$ – квазиантиферромагнитная и квазиферромагнитная частоты однородного антиферромагнитного резонанса неограниченного антиферромагнетика (10), (11). Следуя [21], в качестве сагиттальной плоскости, допускающей независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа, выберем YZ и $\mathbf{q}\|OY$. Расчет показывает, что входящая в соотношения (4), (5) поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа $Z_s(\omega, k_\perp)$ для антиферромагнитной среды (11), (12) в условиях ПВО определяется соотношением

$$Z_s = \frac{\mu_{yy}}{k_0(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)}\left(q_s - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}}k_\perp\right), \quad q_s \equiv \sqrt{\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}}k_\perp^2 - k_0^2\frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)\varepsilon}{\mu_{yy}}}, \tag{12}$$

где q_s – обратная глубина локализации эванесцентной ТЕ-волны в магнетике.

Таким образом, согласно (4)–(9) соотношение $Z_s(\omega, k_\perp) = 0$ определяет на плоскости внешних параметров $\omega - k_\perp$ те сочетания частоты и поперечного волнового числа, при которых для падающего извне на поверхность АФМ (11) пучка объемных волн ТЕ-типа внутри области ПВО (см. рис. 1) достигается усиление эффекта Гуса–Хенхен:

$$k_\perp^2 = k_0^2\mu_{yy}\varepsilon; \quad \frac{\mu_*}{\mu_{yy}}\frac{\mathbf{k}_\perp}{|\mathbf{k}_\perp|} > 0. \tag{13}$$

Из (12), (13) следует, что для заданных ориентации $\mathbf{H}_0$ и частоты волны ω обсуждаемое усиление в условиях ПВО эффекта Гуса–Хенхен в геометрии Фогта реализуется только при определенном выборе угла падения волны ТЕ-типа (т.е. будет иметь место невзаимность усиления относительно инверсии знака угла падения пучка). Если частота и угол падения пучка одновременно удовлетворяют (13), то из (12) следует $\partial Z_s/\partial k_\perp \approx 1/(\mu_* k_0)$. Приняв, что для углов падения, далеких от скольжения, $\widetilde{Z}_s \approx \sqrt{\widetilde{\varepsilon}}$, из (9) получаем следующую оценку для максимального сдвига Гуса–Хенхен при резонансном возбуждении

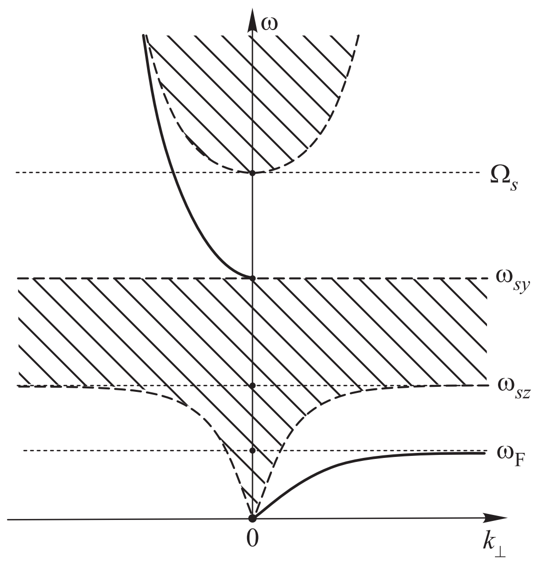

Рис. 1. Области объемных ($q_s^2 < 0$, заштрихованные участки) и эванесцентных ($q_s^2 > 0$, незаштрихованные участки) волн ТЕ-типа в ЛО АФМ (10)–(12) с $\mathbf{H}_0\|OX$ на плоскости внешних параметров $\omega - k_\perp$; YZ – сагиттальная плоскость, $\mathbf{q}\|OY$ – нормаль к поверхности. На сплошной линии (13) внутри области ПВО достигается максимальный сдвиг Гуса–Хенхен (5), (9), (14) для падающего извне пучка объемных волн ТЕ-типа. Характерные частоты определяются условиями $\mu_{yy}(\omega = \omega_{sy}) = 0$, $\mu_{zz}(\omega = \omega_{sz}) = 0$. Если $\omega = \Omega_s$, то $\mu_{yy}\mu_{zz} = \mu_*^2$

в среде (10)–(12) вытекающей эванесцентной волны ТЕ-типа, удовлетворяющей условию $Z_s = 0$:

$$|\Delta_s| \cong \frac{2}{|\mu_*|k_0\sqrt{\widetilde{\varepsilon}}}, \ \lambda_s \cong |\mu_*|k_0\sqrt{\widetilde{\varepsilon}}. \tag{14}$$

Стандартный расчет [21] показывает, что для рассматриваемого антиферромагнетика во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$, ортогональном легкой магнитной оси, в (10), (11) $\sqrt{T_y T_z}\omega_{\rm F} = gH_0/\delta$, где δ – константа межподрешеточного обмена ($\delta \sim 10^3$–10^4), g – магнитомеханическое отношение. В результате из (13) следует, что при $|\omega^2 - \omega_{\rm F}^2|/\omega^2 \sim 1$ предсказываемый эффект усиления внутри области ПВО сдвига Гуса–Хенхен для пучка волн ТЕ-типа для оптически менее плотной среды (10), (11) может быть экспериментально наблюдаемой величиной, если магнитное поле $\mathbf{H}_0$ мало по сравнению с полем межподрешеточного обмена. В частности, для $gH_0 \sim 10$ ГГц оценка смещения Гуса–Хенхен в случае $Z_s(\omega, k_\perp) = 0$ в соответствии с (14) дает

$$|\Delta_s| \approx 10^2\lambda_0, \tag{15}$$

где $k_0 \equiv 2\pi/\lambda_0$.

Из результатов работы [23] следует, что в силу принципа перестановочной двойственности аналогичный механизм усиления эффекта Гуса–Хенхен так же как и соотношения (10), (11) (включая и эффект невзаимности), могут иметь место и для пучка объемных волн ТМ-типа падающего извне на поверхность металла или полупроводника, если внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$ будет коллинеарно нормали к сагиттальной плоскости.

Наличие у оптически менее плотной среды гиротропных свойств не является необходимым условием для реализации предлагаемого механизма усиления в условиях ПВО эффекта Гуса–Хенхен на границе раздела прозрачных сред. В качестве примера рассмотрим в роли оптически менее плотной среды полуограниченный легкоосный (ось OZ) центросимметричный двухподрешеточный АФМ (M_0 – намагниченность насыщения отдельной подрешетки) в постоянном внешнем электрическом поле $\mathbf{E}$, направленном вдоль OZ. Соответствующую плотность энергии с учетом изотропного квадратичного магнитооптического взаимодействия, в терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m}$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ можно представить в виде ($\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$, $\mathbf{e} = \mathbf{E}/M_0$) [24]

$$F = F_m + F_p + F_{mo}, \tag{16}$$

$$F_p = \left(\frac{P_x^2 + P_y^2}{2\kappa_\perp} + \frac{P_z^2}{2\kappa_\|} - \mathbf{Pe}\right),$$

$$F_m = M_0^2\left(\frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 - \frac{b}{2}l_z^2 - 2\mathbf{mh}\right),$$

$$F_{mo} = \frac{r_m}{2}(\mathbf{mp})^2 + \frac{r_l}{2}(\mathbf{lp})^2 + \frac{s_m}{2}\mathbf{m}^2\mathbf{p}^2 + \frac{s_l}{2}\mathbf{l}^2\mathbf{p}^2,$$

где δ и b – константы однородного обмена и магнитной анизотропии соответственно, $\mathbf{e}$ и $\mathbf{h}$ – перенормированные электрическое и магнитное поля, $\kappa_\|$, $\kappa_\perp$ – продольная и поперечная диэлектрические восприимчивости, r_m, r_l, s_m, s_l – коэффициенты квадратичного магнитооптического взаимодействия, P – вектор электрической поляризации.

В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели магнитного кристалла описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя, помимо уравнений Максвелла, также и уравнения Ландау–Лифшица для векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$. Как и в [24], будем считать, что $b > 0$. Если $|\mathbf{H}| = 0$, а направление постоянного внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0\|OZ$, то, как следует из (16), основное состояние рассматриваемого магнетика характеризуется следующей равновесной ориентацией векторов ферромагнетизма $\mathbf{m}_0$, антиферромагнетизма $\mathbf{l}_0$ и электрической поляризации $\mathbf{P}_0$:

$$|\mathbf{m}_0| = 0, \quad \mathbf{l}_0\|\mathbf{P}_0\|OZ. \tag{17}$$

В этом случае материальные соотношения для рассматриваемого АФМ в постоянном внешнем электрическом поле будут отвечать псевдокиральной среде:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & -\gamma i & 0 \\ \gamma i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E},$$
$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{zz} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & -\gamma i & 0 \\ \gamma i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}. \tag{18}$$

Расчет показывает, что для $|\mathbf{m}_0| \ll 1$ в области частот ω, далекой от собственных частот колебаний сегнетоэлектрической подсистемы, структуру ненулевых компонент тензоров магнитной, диэлектрической, магнитоэлектрической восприимчивостей в (18) приближенно можно представить в виде

$$\begin{cases} \chi_{xx} = \chi_{yy} = T_\perp\dfrac{\omega_0^2}{\Delta},\ \gamma = \sqrt{R_\perp T_\perp}\dfrac{\omega_0\omega}{\Delta},\ \Delta = \omega_0^2 - \omega^2, \\ \alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \alpha_{\perp 0} + R_\perp\frac{\omega_0^2}{\Delta},\ \alpha_{zz} = \alpha_{\|0}. \end{cases} \tag{19}$$

Здесь T_i – статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$, $\alpha_{\perp 0}$, $\alpha_{\|0}$ – статические диэлектрические восприимчивости в плоскости (XY) и вдоль оси OZ без учета влияния магнитной подсистемы, $\alpha_{\perp 0} + R_\perp$ и $\alpha_{\|0}$ – статические диэлектрические восприимчивости в плоскости (XY) и вдоль оси OZ с учетом влияния магнитной подсистемы, ω_0 – частота однородного АФМР неограниченного антиферромагнетика (16)–(19). Как и выше, сагиттальной плоскостью, допускающей независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа является (YZ). Расчет показывает, что если нормаль к границе раздела сред $\mathbf{q}\|\mathbf{E}_0\|OZ$, то входящий в соотношения (4), (5) поверхностный волновой импеданс для волны ТМ-типа $Z_p(\omega, k_\perp)$ для рассматриваемой антиферромагнитной среды (18), (19) в условиях ПВО определяется соотношением ($\mu_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\chi_{ik}$, $\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}$)

$$\begin{gathered} Z_p = \frac{1}{k_0\varepsilon_{yy}}(q_p - \gamma k_0), \\ q_p \equiv \sqrt{\tfrac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}}k_\perp^2 - k_0^2(\varepsilon_{yy}\mu_{xx} - \gamma^2)}, \end{gathered} \tag{20}$$

где q_p – обратная глубина локализации эванесцентной ТМ-волны в магнетике.

Так как в соответствии с (4)–(9) соотношение $Z_p(\omega, k_\perp) = 0$ определяет на плоскости внешних параметров $\omega - k_\perp$ те сочетания частоты и поперечного волнового числа, при которых для падающего извне на поверхность АФМ (18), (19) пучка объемных волн ТМ-типа внутри области ПВО (см. рис. 2) достигается усиление эффекта Гуса–Хенхен, имеем

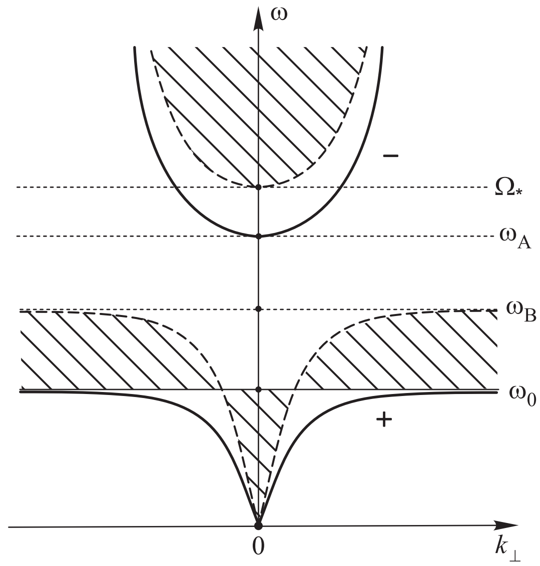

Рис. 2. Области объемных ($q_p^2 < 0$, заштрихованные участки) и эванесцентных ($q_p^2 > 0$, незаштрихованные участки) волн ТМ-типа в ЛО АФМ (16)–(20) с $\mathbf{E}_0 \| \mathbf{q} \| OZ$ на плоскости внешних параметров $\omega - k_\perp$; YZ – сагиттальная плоскость. На сплошной линии (21) внутри области ПВО достигается максимальный сдвиг Гуса–Хенхен (5), (9), (22) для падающего извне пучка объемных волн ТМ-типа ("+" относится к $(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) > 0$, а "–" – к $(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) < 0$). Характерные частоты определяются условиями $\omega = \Omega_*$, если $\varepsilon_{yy}\mu_{xx} = \gamma^2$, $\mu_{xx}(\omega = \omega_\mathrm{A}) = 0$, $\varepsilon_{yy}(\omega = \omega_\mathrm{B}) = 0$

$$k_\perp^2 = k_0^2 \mu_{xx} \varepsilon_{zz}; \quad \gamma > 0. \tag{21}$$

Из (19)–(21) следует, что для заданных ориентации $\mathbf{E}_0$ и частоты волны ω обсуждаемое усиление в условиях ПВО эффекта Гуса–Хенхен в рассматриваемой магнитооптической конфигурации реализуется только при определенном выборе знака $(\mathbf{E}_0\mathbf{q})$, но является взаимным относительно инверсии знака угла падения волнового пучка на поверхность антиферромагнетика ($k_\perp \to -k_\perp$). Приняв, что для углов падения, далеких от скольжения, $\widetilde{Z}_p \approx 1/\sqrt{\widetilde{\varepsilon}}$, из (9) получаем следующую оценку для максимального сдвига Гуса–Хенхен при резонансном возбуждении в среде (18)–(20) вытекающей эванесцентной волны ТМ-типа, удовлетворяющей условию (21):

$$|\Delta_p| \cong \frac{2}{\gamma k_0}\sqrt{\frac{\widetilde{\varepsilon}\mu_{xx}}{\varepsilon_{zz}}} = \frac{\lambda_0}{\pi\gamma}\sqrt{\frac{\widetilde{\varepsilon}\mu_{xx}}{\varepsilon_{zz}}}, \quad \lambda_p \approx \frac{2\pi\gamma}{\lambda_0}\sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}}{\widetilde{\varepsilon}\mu_{xx}}}. \tag{22}$$

Так как в рамках рассматриваемой модели АФМ-среды $\gamma = \frac{r_l \omega (g M_0)}{\omega_0^2 - \omega^2}\frac{E_0}{M_0}$ [24], а в соответствии с [25] $r_l \sim 10^{-3}$, для $|\omega^2 - \omega_0^2|/(\omega g M_0) \sim 10$ и $E_0 \propto M_0$ вследствие (9), (20) оценка смещения Гуса–Хенхен в случае $Z_p(\omega, k_\perp) = 0$ (22) по порядку величины составляет

$$|\Delta_p| \approx 10^3 \lambda_0. \tag{23}$$

С использованием принципа перестановочной двойственности расчеты, аналогичные (20), (23), могут быть выполнены и для эффекта Гуса–Хенхен в случае волны ТЕ-типа. В результате при $Z_s(\omega, k_\perp) = 0$ вместо (21) получим $k_\perp^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{zz}$, $\gamma < 0$. Характерные частоты на рис. 2 будут определяться условиями $\mu_{yy}(\omega = \omega_\mathrm{B}) = 0$, $\varepsilon_{xx}(\omega = \omega_\mathrm{A}) = 0$, где $\omega = \Omega_*$ – решение уравнения $\mu_{yy}\varepsilon_{xx} = \gamma^2$. В зависимости от знака $(\mathbf{E}_0\mathbf{q})$ в случае волны ТЕ-типа ветви "+" и "–" на рис. 2 поменяются местами по сравнению с рассмотренным выше случаем волны ТМ-типа.

Из анализа следует, что для T_α^2 в (5) λ_α является параметром масштаба в распределении Лоренца, так как при заданной частоте волны ω и малом изменении угла падения пучка вблизи $k_{\mathrm{ESW}}^\alpha(\omega)$ характеризуемое $\delta k_\alpha \equiv k_\perp - k_{\mathrm{ESW}}^\alpha(\omega)$ смещение Гуса–Хенхен с помощью (5), (9) можно представить в виде

$$\Delta_\alpha \cong \frac{2}{(\delta k_\alpha/\lambda_\alpha)^2 + 1}\frac{1}{\lambda_\alpha} \ (\alpha = p, s). \tag{24}$$

Как показали проведенные нами оценки (15), (23), в обоих рассмотренных выше примерах при $k_\perp = k_{\mathrm{ESW}}^\alpha(\omega)$ с учетом (9) имеет место неравенство $\lambda_\alpha \ll 1$. Следовательно, в условиях ПВО как величина квадрата коэффициента прохождения T_α^2, так и обсуждаемый эффект локального усиления сдвига Гуса–Хенхен, связанный с равным нулю в любой момент времени потоком энергии вдоль нормали к поверхности оптически менее плотной среды, резко и значительно возрастают в узком интервале углов падения ($|\delta k_\alpha| < |\lambda_\alpha|$) вблизи $k_\perp = k_{\mathrm{ESW}}^\alpha(\omega)$.

Из совместного анализа (5), (9) и (24) как в случае (10)–(15), так и в случае (18)–(23) следует, что в обоих рассмотренных выше примерах предложенный механизм усиления сдвига Гуса–Хенхен $\Delta_\alpha(\omega, k_\perp)$ при $k_\perp = k_{\mathrm{ESW}}^\alpha(\omega)$ (24) может определять в (5) глобальный максимум для $\Delta_\alpha(\omega, k_\perp)$. Для этого необходимо, чтобы для заданной частоты падающей волны ω условия ПВО на плоскости внешних параметров $\omega - k_\perp$ формировались при любом угле падения (отсутствовал предельный угол ПВО $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$) (см. рис. 1 и 2). Если же для заданной величины ω такой угол $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ на плоскости $\omega - k_\perp$ существует, то при $k_\perp = k^\alpha_{\rm ESW}(\omega)$ (24) будет отвечать формированию лишь локального максимума для сдвига Гуса–Хенхен $\Delta_\alpha(\omega, k_\perp)$, определяемого из (5).

Подчеркнем, что рассмотренный в данной работе механизм усиления в условиях ПВО сдвига Гуса–Хенхен для пучка волн ТМ (ТЕ) типа за счет резонансного возбуждения вытекающей эванесцентной волны той же поляризации и при нулевом (в любой момент времени) потока энергии через границу раздела сред представляет собой электромагнитный аналог ранее изученного в акустике эффекта усиления смещения пучка ультразвуковых волн, падающего из жидкости на поверхность полуограниченного изотропного твердого тела, за счет резонансного возбуждения поверхностной акустической волны Рэлея, отвечающей механически свободной поверхности твердого тела [26, 27]. Для падающей извне объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа и рассматриваемой магнитооптической конфигурации электромагнитным аналогом угла Рэлея является угол $\vartheta = \vartheta_\alpha$ (для (10)–(15) $\operatorname{tg}\vartheta = k_z/k_y$), определяемый с учетом введенных выше обозначений условием $k^\alpha_{\rm ESW}(\omega) = \sqrt{\bar\varepsilon} k_0 \sin\vartheta_\alpha$. При этих сочетаниях частоты и угла падения объемной электромагнитной волны для формирующейся в условиях ПВО эванесцентной электромагнитной волны, соответствующей поляризации $\alpha = p, s$, имеет место соотношение $Z_\alpha(\omega, k_\perp) = 0$. Согласно [28] поверхностная акустическая волна Рэлея, бегущая вдоль границы раздела твердое тело–жидкость, является примером вытекающей поверхностной волны первого типа. Аномалии эффекта Шоха, связанные с формированием вытекающей поверхностной волны второго типа, изучены в [29] на примере отражения акустических пучков от свободной границы кристалла.

Таким образом, в данной работе впервые показано, что внутри области ПВО усиление эффекта Гуса–Хенхен на границе раздела двух оптически прозрачных сред возможно даже в случае единственной границы раздела, если частота и поперечное волновое число объемной волны ТМ (ТЕ) типа, падающей на оптически менее плотную среду, таковы, что поверхностный импеданс (в случае волны ТМ-типа) или поверхностная волновая проводимость (в случае волны ТЕ-типа) обращается в нуль, т.е. если связанный с эванесцентной волной мгновенный поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени строго равен нулю.

Наличие у оптически менее плотной среды гиротропных или псевдокиральных свойств не исчерпывает всех возможных вариантов реализации предлагаемого механизма усиления сдвига Гуса–Хенхен на основе резонансного возбуждения эванесцентной волны. В частности, из [30] следует, что условие равенства нулю входного волнового импеданса для волны ТМ-типа или входной волновой проводимости для волны ТЕ-типа (а значит, и формирования предлагаемого механизма усиления эффекта Гуса–Хенхен) может быть выполнено, если оптически менее плотной средой является одномерный фотонный кристалл, элементарный период которого составлен из оптически изотропных прозрачных слоев. Анализ этого случая будет проведен в отдельной работе.

Работа частично поддержана грантами # 29-02-14 НАН Украины (А.С. Савченко) и # 14-02-90416 РФФИ (В.Г. Шавров), а также грантом РНФ # 14-22-00279.

1. F. Goos and H. Hanchen, Ann Phys. **1**, 333 (1947).
2. K. Y. Bliokh and A. Aiello, J. Opt. **15**, 014001 (2013).
3. M. P. Araujo, S. A. Carvalho, and S. De Leo, J. Opt. **16**, 015702 (2014).
4. Л. Новотный, Б. Хехт, *Основы нанооптики*, Физматлит, М. (2009).
5. S. R. Seshadri, J. Opt. Soc. Am. A **5**, 583 (1988).
6. K. Artmann, Ann. Phys. **2**, 87 (1948).
7. R. H. Renard, J. Opt. Soc. Am. **54**, 1190 (1964).
8. K. Yasumoto and Y. Oish, J. Appl. Phys. **54**, 2170 (1983).
9. S. L. Chuang, J. Opt. Soc. Am. A **3**, 593 (1986).
10. C. Bonnet, D. Chanvat, O. Emile, F. Bretenaker, and A. Le Floch, Opt. Lett. **26**, 666 (2001).
11. X. Yin, L. Hesselink, Z. Liu, N. Fang, and X. Zhang, Appl. Phys. Lett. **85**, 372 (2004).
12. I. V. Shadrivov, A. A. Zharov, and Y. S. Kivshar, APL **83**, 2713 (2003).
13. В. В. Москаленко, И. В. Соболева, А. А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **91**, 414 (2010).
14. I. V. Soboleva, V. V. Moskalenko, and A. A. Fedyanin, PRL **108**, 123901 (2012).
15. Х. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Наука, М. (1988).
16. В. И. Альшиц, В. Н Любимов, ЖЭТФ **128**, 904 (2005).
17. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, А. Радович, ЖЭТФ **131**, 14 (2007).
18. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, ЖЭТФ **138**, 1768 (1969).

19. В. В. Шевченко, Радиотехника и электроника **14**, 1768 (1969).
20. F. Lima, T. Dumelow, E. L. Albuquerque, and J. A. P. da Costa, J. Opt. Soc. Am. B **28**, 306 (2011).
21. R. Macedo, R. L. Stamps, and T. Dumelow, Optic Express **22**, 28467 (2014).
22. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
23. L. Remer, E. Mohler, W. Grill, and B. Lüthi, PRB **30**, 3277 (1984).
24. Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, С. В. Тарасенко, ЖЭТФ **133**, 1051 (2008).
25. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Изд-во Моск. ун-та, М. (1976).
26. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, АН, М. (1957).
27. H. L. Bertoni and T. Tamir, J. Appl. Phys. **2**, 157 (1973).
28. И. А. Викторов, *Звуковые поверхностные волны в твердых телах*, Наука, М. (1981).
29. В. И. Альшиц, А. Н. Даринский, Р. К. Котовски, А. Л. Шувалов, Кристаллография **33**, 541 (1988).
30. Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов, *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками*, Наука, М. (1988).