

Фононные поляритоны в плоском диэлектрическом волноводе в магнитном поле

И.Е. Чупис

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

Статья поступила в редакцию 15 марта 2004 г.

Рассмотрены поляритоны ИК и оптического диапазонов, распространяющиеся в изотропном диэлектрике с металлическими покрытиями в присутствии постоянного магнитного поля, параллельного плоскости слоя. Показано, что постоянное магнитное поле создает невзаимные поверхностные моды, ранее не существовавшие на границе с металлом. Число поверхностных мод у противоположных стенок различно (1 или 2) и может быть изменено переключением направлений магнитного поля или волнового вектора. Поляритон с данной частотой в магнитном поле определенного направления распространяется вдоль данной границы только в одну сторону. Постоянное магнитное поле создает также новые частотные интервалы объемных мод, пропорциональные первой степени магнитного поля, и одновременно уменьшает энергию объемных мод, трансформируя ее в поверхностные моды, т.е. происходит «выталкивание» поля электромагнитной волны постоянным магнитным полем из объема диэлектрика на его поверхность. Этот эффект пропорционален величине постоянного магнитного поля и толщине диэлектрического слоя.

Розглянуто поляритони ІЧ та оптичного діапазонів, які розповсюджуються у ізотропному діелектрику з металевими покриттями в присутності постійного магнітного поля, яке паралельно площині шару. Доведено, що постійне магнітне поле створює невзаємні поверхневі моди, які раніше не існували на межі з металом. Число поверхневих мод у протилежних стінок є різним (1 чи 2) і може бути змінено переключенням напрямку магнітного поля чи хвильового вектора. Поляритон з данною частотою у магнітному полі данного напрямку розповсюджується вздовж даної границі лише у один бік. Постійне магнітне поле створює також нові частотні інтервали об'ємних мод, які пропорційні першій степені магнітного поля, і одночасно зменшує енергію об'ємних мод, трансформує її у поверхневі моди, тобто має місце «виштовхування» поля електромагнітної хвилі постійним магнітним полем з об'єму діелектрика на його поверхню. Цей ефект є пропорційним постійному магнітному полю та товщині діелектричного шару.

PACS: 75.80.+q, 77.84.-g

Введение

Фононные поляритоны — это электромагнитные волны, распространяющиеся в среде и взаимодействующие с оптическими фононными возмущениями. Влияние магнитного поля на поляритоны в полупроводниках и металлах, имеющих свободные заряды (на так называемые плазменные поляритоны), рассмотрено в ряде работ (см., например, [1–7]).

В диэлектрике, не содержащем свободные заряды, воздействие магнитного поля на фононные поляритоны может быть описано динамической магни-

тоэлектрической (МЕ) энергией [8]. Магнитоэлектрическая энергия описывает изменение электрической поляризации в магнитном поле, действующем на связанные (ионные и электронные) заряды диэлектрика. Проведенное ранее исследование [9] влияния магнитного поля на фононные поляритоны одноосного полубесконечного диэлектрика на его границе с идеальным металлом или сверхпроводником показало, что поляритоны, не существовавшие на границе с металлом вследствие эффекта металлического гашения [10], появляются в присутствии

магнитного поля. Была также предсказана сильная невязанность поверхностных фононных поляритонов ИК и оптического диапазонов в такой системе.

В настоящей работе рассматриваются фононные поляритоны в изотропном диэлектрике конечной толщины с двусторонним металлическим покрытием. Металл предполагается хорошо проводящим, так что тангенциальная компонента электрического поля на границе с металлом равна нулю. К таким металлам можно отнести, например, Ag или Au [10]. Проанализировано влияние величины магнитного поля и толщины диэлектрика на спектры объемных и поверхностных поляритонов в такой системе. Показано, что магнитное поле приводит к возникновению невязанных поверхностных волн, к концентрации поля электромагнитной волны вблизи границ диэлектрика. Этот эффект невязанного смещения поля пропорционален величине постоянного магнитного поля и толщине диэлектрика.

Диэлектрический тензор

Рассмотрим изотропный диэлектрик, помещенный в постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 , направленное вдоль оси Y . Плотность функции Лагранжа оптических фононов запишем в переменных электрическая поляризация \mathbf{P} и $\dot{\mathbf{P}}$ (производная от электрической поляризации по времени):

$$L = \frac{\dot{\mathbf{P}}^2}{2f} - \frac{a}{2} P^2 + \mathbf{eP} - \gamma \mathbf{P}[\dot{\mathbf{P}}\mathbf{H}]. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$, \mathbf{e} и \mathbf{h} — переменные электрическое и магнитное поля. Первое слагаемое в (1) — плотность фононной кинетической энергии. Используя соотношение $\mathbf{P} = q\mathbf{r}V_0^{-1}$ (V_0 — объем элементарной ячейки, \mathbf{r} — смещение заряда q), получаем $f = q^2/mV_0$, где m — масса заряда. Последнее слагаемое в (1) есть динамическая МЕ энергия взаимодействия \mathbf{P} с эффективным электрическим полем, созданным движением заряда со скоростью v в магнитном поле $\mathbf{E}_{\text{eff}} = -c^{-1}[\mathbf{vH}]$, c — скорость света. Используя предыдущие оценки, получаем, что постоянная $\gamma = V_0/cq$.

В общем случае в электрическую поляризацию дают вклад как ионы, так и электроны. Ионный вклад превалирует в ИК диапазоне частот, там m — приведенная масса элементарной ячейки. В оптическом же диапазоне электронный вклад в поляризацию гораздо больше ионного, и m есть масса электрона. Отметим, что динамическая МЕ энергия является скаляром и, следовательно, присутствует в энергии любого кристалла.

Решая уравнения Лагранжа с функцией (1) и полагая \mathbf{P} , \mathbf{e} и \mathbf{h} пропорциональными $\exp(-i\omega t)$, нахо-

дим следующие выражения для компонент диэлектрического тензора:

$$\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \frac{(\Omega_1^2 - \omega^2)(\Omega_2^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}; \quad \varepsilon_{yy} = \frac{(\Omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (2)$$

$$i\varepsilon_{xz} = i(\varepsilon_{zx})^* = \varepsilon' = \frac{8\pi\omega\omega_H f}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)},$$

где

$$\omega_{1,2} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2} \mp \omega_H,$$

$$\Omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_0^2 + \Omega_0^2 + 4\omega_H^2 \mp \sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + 8\omega_H^2(\Omega_0^2 + \omega_0^2) + 16\omega_H^4} \right], \quad (3)$$

$$\omega_0^2 = af, \quad \omega_H = gH_0, \quad g = f\gamma = q/mc,$$

$$\Omega_0^2 = \omega_0^2 + 4\pi f.$$

В отсутствие магнитного поля ω_0 — частота возбуждений электрической поляризации. Магнитное поле снимает вырождение возбуждений, колебания P_y происходят с частотой ω_0 , а возбуждениям P_x и P_z соответствуют связанные моды ω_1 и ω_2 , в которых электрическая поляризация прецессирует вокруг направления магнитного поля. Как видно из (2), в магнитном поле появляются недиагональные компоненты диэлектрического тензора ε_{xz} и ε_{zx} , свидетельствующие о возникновении гиротропии.

Гиромангнитное отношение g для ионных возбуждений (ИК область спектра) положительно и имеет порядок $g \sim 10^{-1} - 10^{-2} \text{ А}\cdot\text{с}^2\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$, а в оптическом диапазоне электронных возбуждений $|g| \sim 10^2 - 10^3 \text{ А}\cdot\text{с}^2\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$. Считая отношение ω_H/ω_0 малым, для частот (3) имеем приближенные выражения:

$$\omega_{1,2} \approx \omega_0 \mp \omega_H,$$

$$\Omega_1 \approx \omega_0 \left(1 - \frac{\omega_H^2}{2\pi f} \right), \quad \Omega_2 \approx \Omega_0 \left(1 + \frac{\omega_H^2}{2\pi f} \right). \quad (4)$$

Поляритонные моды

Рассмотрим плоский слой одноосного немагнитного диэлектрика толщиной l , поверхности которого находятся в контакте с идеальным металлом ($Z < 0$, $Z > l$). Эта система фактически является плоским волноводом (рис. 1). Постоянное магнитное поле

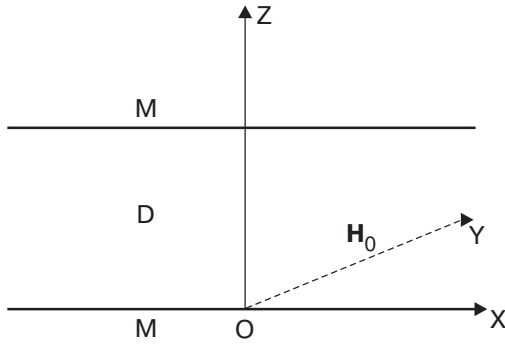


Рис. 1. Диэлектрическая пленка D толщиной l с металлическими покрытиями M ($Z < 0, Z \geq l$) в постоянном магнитном поле \mathbf{H}_0 , направленном в плоскости пленки вдоль положительного направления оси Y ; волновой вектор \mathbf{k} направлен вдоль оси X .

\mathbf{H}_0 направлено вдоль оси Y в плоскости слоя. Электромагнитная волна распространяется в диэлектрике в направлении оси X , и в ней $\mathbf{e}, \mathbf{h} \propto \exp(ikx - i\omega t)$. Из уравнений Максвелла следует, что в данной геометрии магнитное поле влияет только на ТМ волны, в которых отличны от нуля компоненты полей e_x, e_z и h_y , удовлетворяющие уравнениям

$$\frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2} - b h_y = 0, \quad b = k_x^2 - \omega^2 c^{-2} (\varepsilon - \varepsilon'^2 \varepsilon^{-1}),$$

$$e_z = -c [\omega(\varepsilon^2 - \varepsilon'^2)]^{-1} \left(\varepsilon k_x h_y + \varepsilon' \frac{\partial h_y}{\partial z} \right), \quad (5)$$

$$e_x = -ic [\omega(\varepsilon^2 - \varepsilon'^2)]^{-1} \left(\varepsilon' k_x h_y + \varepsilon \frac{\partial h_y}{\partial z} \right).$$

Решение уравнения (5) для h_y имеет вид

$$h_y = A \exp(-\sqrt{b}z) + B \exp(\sqrt{b}z), \quad (6)$$

коэффициенты A и B определяются из граничных условий обращения тангенциальной компоненты электрического поля e_x в нуль на границе с идеальным металлом при $Z = 0, l$:

$$A(\varepsilon' k_x - \varepsilon \sqrt{b}) + B(\varepsilon' k_x + \varepsilon \sqrt{b}) = 0, \quad (7)$$

$$A(\varepsilon' k_x - \varepsilon \sqrt{b}) \exp(-\sqrt{b}l) + B(\varepsilon' k_x + \varepsilon \sqrt{b}) \exp(\sqrt{b}l) = 0,$$

т.е. должно выполняться условие

$$(\sigma^2 - 1) [\exp(\sqrt{b}l) - \exp(-\sqrt{b}l)] = 0, \quad \sigma = \frac{\varepsilon' k_x}{\varepsilon \sqrt{b}}. \quad (8)$$

Если постоянное магнитное поле отсутствует, т.е. $\varepsilon' = \sigma = 0$, то, как следует из (7) и (8), $A = B$,

$$h_y = 2A \cos \alpha z, \quad \sqrt{b} = i\alpha, \quad l\alpha = n\pi, \quad n = 0, 1, \dots \quad (9)$$

Поляритоны являются объемными волнами. Число мод и законы их дисперсии определяются функцией $b(\omega)$ (5):

$$b = \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right) \leq 0, \quad \varepsilon = \frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad (10)$$

$$k_x = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon - \frac{n^2 c^2 \pi^2}{l^2 \omega^2}}.$$

Из (10) следует, что объемные поляритоны в отсутствие постоянного магнитного поля существуют в тех частотных областях, где $\varepsilon > 0$, т.е. при $\omega < \omega_0$ и $\omega > \Omega_0$. Из условия положительности подкоренного выражения в (10) получаем, что моды существуют в интервалах частот $[\bar{\omega}_1, \omega_0]$ и $\omega \geq \bar{\omega}_2$, где

$$\bar{\omega}_{1,2}^2(n) = \frac{1}{2} \left[\Omega_0^2 + \lambda_n^2 \mp \sqrt{(\Omega_0^2 + \lambda_n^2)^2 - 4\lambda_n^2 \omega_0^2} \right], \quad (11)$$

$$\lambda_n^2 = \frac{n^2 c^2 \pi^2}{l^2}.$$

Значение частоты активации моды (11) обратно пропорционально толщине диэлектрического слоя. Число мод в данных частотных областях не ограничено. При $n = 0$ (или $l = \infty$) имеем закон дисперсии объемной моды в полубесконечном диэлектрике:

$$k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon. \quad (12)$$

Моды имеют положительную дисперсию и находятся в радиационной области.

Все моды низкочастотного интервала пересекают световую прямую, и при $\omega \rightarrow \omega_0$ волновой вектор $k_x \rightarrow \pm\infty$. Высокочастотные моды лежат левее световой прямой, асимптотически приближаясь к ней с увеличением частоты.

В магнитном поле возникают недиагональные компоненты диэлектрического тензора $\varepsilon_{zx} = (\varepsilon_{xz})^*$, $\varepsilon' \sim H_0$ и компоненты диэлектрической проницаемости содержат дополнительные полюса и нули (2), которые расположены в следующем порядке (см.(4)): $\omega_1 < \Omega_1 < \omega_2 < \Omega_2$. Возникающий в магнитном поле дополнительный частотный интервал $[\omega_1, \Omega_1]$ пропорционален первой степени H_0 , в то время как в одноосном диэлектрике он квадратичен, т.е. значительно меньше [9]. В изотропном диэлектрике относительная величина $\Delta\omega/\omega \sim \omega_H/\omega$. В ИК диапазоне ($\omega \sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$) в магнитном поле $H_0 \sim 10$ Тл отношение $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-4}$, в оптическом диапазоне ($\omega \sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$) в этом же поле величина $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-2}$.

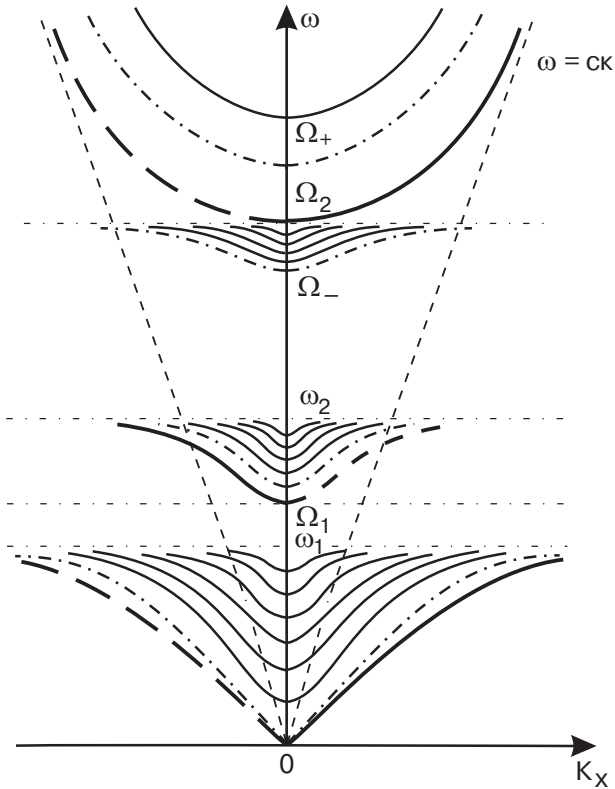


Рис. 2. Поляритонные моды изотропного диэлектрика с металлическим покрытием в постоянном магнитном поле. Тонкие линии — объемные моды, штрих-пунктирные — объемные моды в полубесконечном диэлектрике, жирные и штриховые линии — поверхностные моды. В случае $gH_0 > 0$ жирные линии — поверхностные моды вблизи $Z = 0$, а пунктирные — вблизи $Z = l$; и наоборот, если $gH_0 < 0$.

Спектр поляритонов в присутствии магнитного поля изображен на рис. 2. Случаю полубесконечного кристалла ($b = 0$) соответствуют штрих-пунктирные кривые, для которых

$$k_x^2 = \bar{k}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon'^2}{\varepsilon} \right). \quad (13)$$

В отсутствие магнитного поля таких кривых было две — в низкочастотной и высокочастотной областях спектра, и они описывались уравнением (12). В присутствии магнитного поля их четыре и они смещены, согласно формуле (13). Из уравнений (6) и (7) следует, что при $b = 0$ в постоянном магнитном поле величина $A = -B$, т.е. для $k_x \neq 0$ поля $h_y = e_z = e_x = 0$. Для поляронов, спектр которых описывается штрих-пунктирной кривой, электромагнитное поле отсутствует.

Величина b (см.(5)) положительна для $k_x^2 > \bar{k}^2$ и отрицательна для $k_x^2 < \bar{k}^2$. Отрицательные значения b означают существование объемных мод. Положительным значениям параметра b в присутствии по-

стоянного магнитного поля соответствует появление поверхностных волн. В самом деле, положительным значениям параметра b в (8) соответствуют действительные значения σ и возможность решений $\sigma = \pm 1$, т.е. $\varepsilon' k_x = \pm \varepsilon \sqrt{b}$. Из выражения (5) для величины b следует, что спектр таких волн описывается уравнением (12), т.е. они существуют только в тех частотных областях, где $\varepsilon > 0$. Знак σ зависит от знаков H_0, k_x , частотной области и знака гиромангнитного отношения g ($g > 0$ в ИК спектре и $g < 0$ в оптической области спектра). В таблице указаны соответствующие области параметров для значений $\sigma = \pm 1$. Значению $\sigma = 1$ соответствует поверхностная волна вблизи границы $Z = 0$, если же $\sigma = -1$, то волна локализована на противоположной стороне ($Z = l$):

$$h_y^0 = A \exp(-\sqrt{b}z), \quad B = 0, \quad \sigma = 1; \quad (14)$$

$$h_y^l = B \exp(\sqrt{b}z), \quad A = 0, \quad \sigma = -1.$$

Таблица

Значения параметров для поверхностных мод в случае $gH_0 > 0$. Для $gH_0 < 0$ в каждом частотном интервале знак k_x обратный.

σ	k_x	ω
+1	+	$0 < \omega < \omega_1, \quad \omega > \Omega_2$
	-	$\Omega_1 < \omega < \omega_2$
-1	-	$0 < \omega < \omega_1, \quad \omega > \Omega_2$
	+	$\Omega_1 < \omega < \omega_2$

Как видно из таблицы, решения $\sigma = \pm 1$ существуют в одном и том же частотном интервале, но соответствуют противоположным направлениям распространения волны или противоположным направлениям постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 . Отсюда следует, что для данных направлений \mathbf{H}_0 и \mathbf{k} волна с данной частотой распространяется вдоль одной из границ волновода. При изменении же направления магнитного поля или k_x волна будет бежать вдоль противоположной стенки волновода. Этот эффект не взаимного смещения электромагнитного поля имеет следующую причину. Действие постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 на заряды диэлектрика равносильно действию эффективного электрического поля $\mathbf{E}_{\text{eff}} = -c^{-1}[\mathbf{v}\mathbf{H}_0]$, где $\mathbf{v} \sim \mathbf{k}$ — скорость, приобретаемая зарядами под действием электромагнитной волны. В рассматриваемой геометрии \mathbf{E}_{eff} направлено по оси Z и меняет знак при изменении направления \mathbf{k} или \mathbf{H}_0 . Под действием этого эффективного электрического поля

заряды смещаются в сторону одной из границ. Направление смещения зависит не только от направлений \mathbf{k} и \mathbf{H}_0 , но и от знака заряда, преобладающего в поляризованном процессе, т.е. знака g ($g > 0$ для ионной поляризуемости в ИК диапазоне и $g < 0$ для электронной поляризуемости в оптической области спектра). Возникающая в магнитном поле дополнительная поляризация сопровождается возникновением недиагональной компоненты диэлектрического тензора, который изменяет величину h_y согласно уравнению Максвелла

$$\frac{\partial h_y}{\partial z} = i\omega c^{-1}(\epsilon e_x + \epsilon_{xz} e_z).$$

Компонента $\epsilon_{xz} \sim H_0$ и зависит от частоты. Поэтому локализация волны у одного из краев диэлектрика зависит не только от знаков k_x и gH_0 , но и от знака ϵ_{xz} , т.е. от частоты. При заданной частоте и \mathbf{H}_0 волна вдоль данной граничной поверхности распространяется только в одну сторону.

Глубина проникновения поверхностной волны есть $\delta = 1/\sqrt{b}$. С помощью формул (2) и (12) получаем

$$\delta^{-1} = \frac{8f\pi\omega^2\omega_H}{c\sqrt{(\Omega_1^2 - \omega^2)(\Omega_2^2 - \omega^2)(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}}. \quad (15)$$

Как видно, глубина проникновения волны обратно пропорциональна величине постоянного магнитного поля и существенно зависит от частоты. В отсутствие постоянного магнитного поля глубина проникновения бесконечна, т.е. волны являются объемными. По порядку величины $\delta \sim c/\omega_H$. В оптическом диапазоне в поле $H \sim 10$ Тл, $\omega_H \sim 10^{12}$ с⁻¹, тогда $\delta \sim 10^{-2}$ см. Вблизи частот $\omega_1, \omega_2, \Omega_1$ и Ω_2 , как следует из (17), глубина проникновения может быть еще меньше. В тонких пленках, где $l \sim d$, волна практически является объемной. Отметим, что в рассматриваемых поверхностных волнах поле $e_x = 0$.

На рис. 2 жирными линиями изображены поверхностные моды вблизи $Z = 0$ в случае $gH_0 > 0$ (или же моды вблизи $Z = l$ при $gH_0 < 0$), а штриховыми линиями — поверхностные моды вблизи $Z = 0$ при $gH_0 < 0$ (или поверхностные моды вблизи $Z = l$ при $gH_0 > 0$).

Объемные моды изображены на рис. 2 тонкими линиями, для них $|k_x| < \bar{k}$, $b \leq 0$. Полагая $\sqrt{b} = i\alpha$, с помощью соотношений (7) находим выражение для реальной части магнитного поля в волне (6):

$$\text{Re } h_y = 2A \frac{\alpha\epsilon}{\epsilon'^2 k_x^2 + \alpha^2 \epsilon^2} (\alpha\epsilon \cos \alpha z + \epsilon' k_x \sin \alpha z),$$

$$\alpha = \frac{n\pi}{l}; \quad n = 0, 1, \dots \quad (16)$$

В слабых полях, когда $\epsilon' k_x \ll \alpha\epsilon$, величина h_y , рассчитанная с помощью выражения (16), приближается к значению h_y при $H_0 = 0$ (9). В противоположном предельном случае $\epsilon' k_x \gg \alpha\epsilon$ (сильные поля, большие толщины l) имеем:

$$\text{Re } h_y \approx 2A \frac{\alpha\epsilon}{\epsilon' k_x} \left(\sin \alpha z + \frac{\alpha\epsilon}{\epsilon' k_x} \cos \alpha z \right), \quad \alpha\epsilon \ll \epsilon' k_x. \quad (17)$$

Из (16) и (17) видно, что постоянное магнитное поле (а также увеличение толщины диэлектрического слоя) уменьшает амплитуду переменного поля в объемной электромагнитной волне. В заданном постоянном поле \mathbf{H}_0 в полубесконечном диэлектрике ($l \rightarrow \infty$) $h_y \rightarrow 0$, и в моде, описываемой штрих-пунктирной кривой на рис. 2, электромагнитное поле вообще отсутствует.

Закон дисперсии объемных мод в присутствии магнитного поля имеет вид:

$$k_x = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \left[1 - \frac{\epsilon'^2}{\epsilon^2} - \frac{\lambda_n^2}{\epsilon \omega^2} \right]}. \quad (18)$$

В магнитном поле возникают новые частотные интервалы $[\Omega_1, \omega_2]$ и $[\Omega_-, \Omega_2]$, где $\Omega_- \cong \Omega_2 - \omega_H$. Эти интервалы имеют ширину ω_H , и в них при $|k_x| > \bar{k}$ существуют поверхностные поляритоны с законом дисперсии (12) (жирная линия на рис. 2), а при $|k_x| < \bar{k}$ — объемные поляритоны (18). Все ветви радиационные и с положительной дисперсией.

В высокочастотной области, как и в отсутствие магнитного поля, объемных мод бесконечно много, но поле смещает нижнюю частотную границу, $\omega > \Omega_+ \cong \Omega_2 + \omega_H$. Моды радиационные и с увеличением частоты стремятся к световой прямой. На рис. 2 изображена лишь одна (нижняя) объемная ветвь.

При увеличении толщины диэлектрического слоя l объемные моды стягиваются к штрих-пунктирным кривым, и электромагнитное поле в них стремится к нулю (17). В пределе полубесконечного диэлектрика в присутствии постоянного магнитного поля объемных поляритонов нет, и в спектре на рис. 2 остаются лишь поверхностные моды (жирные и штриховые линии).

Выводы

Из приведенных результатов следует, что постоянное магнитное поле приводит к возникновению поверхностных поляритонных мод, к «стягиванию» поля электромагнитной волны к боковым поверхностям волновода. Эффект «прижимания» поля к боковым стенкам известен в ферритовых волноводах СВЧ диапазона и используется в вентильных

устройствах [11]. Наше рассмотрение показывает, что этот эффект должен иметь место также в ИК и оптическом диапазонах в диэлектрических волноводах в присутствии постоянного магнитного поля. В диэлектрике возникает различное число поверхностных мод (две — вблизи одной стенки и одна — вблизи другой), которые находятся в разных частотных интервалах. Волна с данной частотой распространяется вдоль данной стенки волновода только в одну сторону. «Выбор стенки» для волны с данной частотой зависит не только от направлений магнитного поля и волнового вектора, но и от знака гиромангнитного отношения g , т.е. от ионного ($g > 0$) или электронного ($g < 0$) типа поляризуемости. Поэтому возникает принципиальная возможность по наблюдению эффекта невязимного смещения поля волны в ИК и оптическом диапазонах спектра судить о том, какой (электронный или ионный) вклад в поляризацию преобладает в данном частотном интервале. Эффект невязимного смещения поля, естественно, будет более заметен в пленках толщиной $l > \delta$ (δ — глубина проникновения электромагнитного поля (15)).

Влияние постоянного магнитного поля на объемные моды сказывается в появлении новых узких частотных полос $[\Omega_1, \omega_2]$ и $[\Omega_-, \Omega_2]$. Однако увеличение магнитного поля (равно как увеличение толщины диэлектрического слоя в ненулевом магнитном поле) приводит к перекачке энергии из объемных мод в поверхностные, т.е. постоянное магнитное поле выталкивает переменное поле электромагнитной волны на поверхность. Это явление может приводить к уменьшению потерь при распространении поляритонов в диэлектрическом волноводе.

1. J.J. Brion, R.F. Wallis, A. Harstein, and E. Burstein, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1455 (1972); *Surf. Sci.* **34**, 73 (1973).
2. K.W. Chiu and J.J. Quinn, *Phys. Rev.* **B5**, 4707 (1972).
3. L. Hinchey and D.L. Mills, *J. Appl. Phys.* **57**, 3687 (1985).

4. R.F. Wallis, R. Szenics, J.J. Quinn, and G.F. Giuliani, *Phys. Rev.* **B36**, 1218 (1987).
5. R.F. Camley, *Surf. Sci. Rep.* **7**, 103 (1987).
6. B.L. Johnson and R.E. Camley, *Phys. Rev.* **B38**, 3311 (1988).
7. E.L. Albuquerque, P. Fulco, G.A. Farias, M.M. Auto, and D.R. Tilley, *Phys. Rev.* **B43**, 2032 (1991).
8. I.E. Chupis, *Ferroelectrics* **204**, 173 (1997).
9. I.E. Chupis and D.A. Mamaluy, *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 1413 (2000).
10. V.M. Agranovich and D.L. Mills (eds.), *Surface Polaritons*, Amsterdam, North-Holland (1982).
11. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).

Phonon polaritons in a plane dielectric waveguide in magnetic field

I.E. Chupis

The polaritons of IR and optical ranges of the spectrum propagating in a metal-covered insulator in a constant magnetic field parallel to the plane of the slab have been considered. It is shown that a constant magnetic field induces surface modes at the boundary with the metal. The number of surface modes is different at the opposite boundaries (one or two) and may be varied by changing the directions of the magnetic field or the wave vector. The polariton spectrum possesses strong nonreciprocity: the polariton with fixed frequency propagates along a given boundary only in one direction. A constant magnetic field also forms new frequency intervals proportional to the first degree of magnetic field in the spectrum of volume modes. A constant magnetic field decreases the energy of volume polaritons transforming it into surface polaritons. In the other words, we observe the effect of the «pushing out» the electromagnetic wave field by the constant magnetic field from the volume of the insulator to its surface. This effect is proportional to the constant magnetic field and to the thickness of a dielectric slab.