

# ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ДИЭЛЕКТРИКЕ НА ГРАНИЦЕ С МЕТАЛЛОМ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Д. А. Мамалуй\*, И. Е. Чупис\*\*

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина  
Национальной академии наук Украины  
310164, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 7 мая 1999 г.

Изучен спектр поверхностных поляритонов в диэлектрике на границе с идеальным металлом или сверхпроводником в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. Показано, что поляритонный спектр обладает сильной невзаимностью (поляритоны с данной частотой распространяются только в одну сторону — эффект выпрямления) и существенно зависит от направлений внешних полей и отношения их величин  $H_0/E_0$ .

PACS: 75.80.+q, 78.20.Jq

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные поляритоны, т. е. электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред, активно исследуются как теоретически, так и экспериментально (см., например, [1]). Связанные волны электромагнитного поля и электрической поляризации диэлектрика носят название фононных поляритонов. В металлах и полупроводниках результатом действия электромагнитной волны на свободные носители заряда являются плазмонные поляритоны. В магнетиках связанные состояния электромагнитных и спиновых возбуждений называют магнитными поляритонами (см. обзор [2]). Линейный магнитоэлектрический эффект, существующий в магнитных кристаллах определенной симметрии, вносит свои особенности в спектр поляритонных возбуждений и приводит, в частности, к невзаимности спектра, когда  $\omega(-\mathbf{k}) \neq \omega(\mathbf{k})$ , где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор [3–5].

Известно, что невзаимность в спектре существует не только в магнетиках, но и в немагнитных кристаллах в присутствии внешнего магнитного поля. Влияние внешнего магнитного поля на поверхностные поляритоны изучалось в аспекте его воздействия на электронную плазму (магнетоплазмон-

ные поляритоны), т. е. в металлах и полупроводниках (см. имеющиеся в [1] ссылки).

В немагнитных диэлектриках взаимодействие электрической поляризации  $\mathbf{P}$  с магнитным полем  $\mathbf{H}$  можно описать [6] посредством универсальной скалярной магнитоэлектрической энергии динамической природы:

$$W_{int} = \frac{V_0}{mc} \mathbf{P} \cdot [\mathbf{\Pi} \times \mathbf{H}].$$

Это есть энергия взаимодействия электрической поляризации  $\mathbf{P}$  с эффективным электрическим полем  $\mathbf{E}_{eff} = -(1/c)\mathbf{v} \times \mathbf{H}$ , возникающим при движении заряда со скоростью  $\mathbf{v}$  в магнитном поле ( $c$  — скорость света). Вектор  $\mathbf{\Pi} = (m/V_0)\mathbf{v}$  — плотность импульса,  $m$  — масса заряда,  $V_0$  — объем элементарной ячейки. В общем случае электрическая поляризация  $\mathbf{P}$  состоит из электронной и ионной частей. Указанная динамическая энергия представляет собой скаляр, т. е. присутствует в кристаллах любой симметрии.

Учет этой динамической магнитоэлектрической энергии при анализе поляритонов в диэлектрике на границе с вакуумом в присутствии постоянного электрического (магнитного) поля показал существование интересных эффектов. Так, в присутствии постоянного электрического поля, нормально к поверхности диэлектрика, спектр фононных поляритонов различен для противоположных направлений этого поля (или в 180-градусных доменах сег-

\*E-mail: mamaluy@ilt.kharkov.ua

\*\*E-mail: chupis@ilt.kharkov.ua

нетоэлектрика), в определенных частотных интервалах возможно двупреломление [7]. Магнитное поле способствует превращению виртуальных фононных поляритонов в реальные [8]. Однако эти новые эффекты малы вследствие малости релятивистской магнитоэлектрической энергии  $W_{int}$ .

Тем не менее эффекты, вызванные влиянием динамического магнитоэлектрического взаимодействия, перестают быть малыми на поверхности контакта диэлектрика с идеальным металлом или сверхпроводником.

Известно, что в диэлектрике на границе с металлом поверхностные поляритоны не существуют вследствие «металлического тушения» (требования равенства нулю тангенциальных компонент электрического поля) [1]. Как было показано в [9], в присутствии постоянного электрического поля указанная динамическая магнитоэлектрическая энергия  $W_{int}$  снимает этот запрет. Оказывается, что при контакте с идеальным металлом глубина проникновения фононных поляритонов в диэлектрик обратно пропорциональна  $W_{int}$ . А поскольку энергия  $W_{int}$  пропорциональна постоянному электрическому полю, глубина проникновения тем меньше, чем больше величина этого поля. В то время как  $W_{int}$  существенно определяет глубину проникновения поляритонов в диэлектрик, дисперсионное соотношение для поляритонов слабо зависит от энергии  $W_{int}$  вследствие ее малости. Закон дисперсии для поверхностных поляритонов имеет тот же аналитический вид, что и для объемных. Частотные области существования фононных поляритонов в электрическом поле, направленном по внешней и внутренней нормалю к границе раздела, не являются малыми и существенно различны, так что переключение направления электрического поля означает «включение» или «выключение» поверхностных поляритонов с данной частотой [9]. Этот немалый эффект возникает вследствие контакта диэлектрика с идеальным металлом несмотря на малость магнитоэлектрического взаимодействия. Если же в плоскости контакта диэлектрика с идеальным металлом или сверхпроводником приложено постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$ , то существование поверхностных поляритонов также оказывается возможным, а их частотные области (с волновым вектором  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ ) существенно различны не только для противоположных направлений магнитного поля, но и для противоположных направлений распространения волны. В спектре имеет место сильная невязанность (в отличие от обычно слабой невязанности [1]) — фононные поляритоны с заданной частотой распространяются только в одну сторону, т. е. имеет место эффект выпрямления.

В настоящей работе рассматриваются фононные поляритоны диэлектрика на его границе с идеальным металлом или сверхпроводником при одновременном присутствии постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости контакта ( $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{y}$ ), и постоянного электрического поля, нормального к границе контакта ( $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{z}$ ), т. е. в скрещенных электрическом и магнитном полях. Полученный спектр существенно зависит не только от ориентаций электрического и магнитного полей, но и от отношения их величин  $H_0/E_0$ . Спектр характеризуется сильной невязанностью и состоит из трех неблизких частотных областей. В дисперсионных кривых появляются разрывы, а в нижней безактивационной ветви — щель. Величины щели, разрывов и частотных интервалов, характеризующихся сильной невязанностью, зависят от отношения  $H_0/E_0$  и могут быть регулируемыми в широких пределах.

## 2. ЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК ДИЭЛЕКТРИКА В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Рассмотрим диэлектрик, занимающий полупространство  $z > 0$  и граничащий с металлом ( $z < 0$ ). Для определенности считаем диэлектрик одноосным ( $z$  — «легкая ось»), хотя полученные ниже результаты имеют общий характер.

Плотность энергии диэлектрика  $W$  запишем в следующем виде:

$$W = \frac{c_1}{2} P_z^2 + \frac{c_2}{2} (P_x^2 + P_y^2) + \frac{\mathbf{P}^2}{2\rho} - \mathbf{E} \cdot \mathbf{P} + \xi \mathbf{P} \cdot [\mathbf{P} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{P}$  — электрическая поляризация,  $\mathbf{P}$  — плотность импульса,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ ,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{e}$ ;  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{h}$  — переменные электрическое и магнитное поля. Постоянные магнитное  $\mathbf{H}_0$  и электрическое  $\mathbf{E}_0$  поля приложены соответственно вдоль осей  $y$  и  $z$ . Слагаемое в выражении для  $W$  с коэффициентом  $\xi$  есть упомянутая выше скалярная магнитоэлектрическая энергия динамического происхождения,  $\xi = V_0/mc$ ,  $\rho = m/V_0$ . Вообще говоря, поляризация  $\mathbf{P}$  содержит как ионный, так и электронный вклады. В инфракрасной области спектра, особенно вблизи собственных ионных частот, ионная поляризуемость превалирует, ионы вносят наибольший вклад в динамическую магнитоэлектрическую энергию, и, следовательно,  $m$  и  $\mathbf{P}$  — соответственно масса и импульс иона. В оптической же области спектра, где электронная поляризуемость значительно больше ионной,  $m$  — масса электрона,  $\mathbf{P}$  — импульс электрона.

Если диэлектрик не является сегнетоэлектриком, то  $c_1 > 0$  и равновесное значение электрической поляризации  $\mathbf{P}_0$  в постоянном электрическом поле  $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{z}$ , как следует из (1), есть

$$P_0 = P_{0z} = \frac{E_0}{c_1 - \xi^2 \rho H_0^2}.$$

Для сегнетоэлектрика постоянная  $c_1 < 0$ , в выражении (1) следует учесть ангармоническое слагаемое  $\delta P_z^4/4$ , а вектор спонтанной поляризации

$$P_0 = P_{0z} = \pm \sqrt{-\frac{c_1 - \xi^2 \rho H_0^2}{\delta}}.$$

В случае, когда диэлектрик является сегнетоэлектриком, постоянное электрическое поле считаем отсутствующим. Особенностью случая скрещенных полей является наличие равновесного значения плотности импульса

$$\Pi_0 = \Pi_{0x} = -\rho \xi H_{0y} P_{0z} = -\frac{1}{c} H_0 P_0,$$

которое означает индуцирование в диэлектрике внешними полями тороидального упорядочения с плотностью момента  $\mathbf{T} \propto \Pi_0$ .

Линейный отклик немагнитного диэлектрика с магнитной проницаемостью  $\mu = 1$  на поле электромагнитной волны в отсутствие затухания и в пренебрежении пространственной дисперсией в случае скрещенных полей может быть получен аналогично работе [9], причем следует принять во внимание наличие равновесного значения  $\Pi_0$ . Тогда отличные от нуля компоненты электрической  $\chi_{ik}^e$  и магнитоэлектрической  $\chi_{ik}^{em} = \partial P_i / \partial h_k = (\chi_{ki}^{me})^*$  восприимчивостей следующие:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1 + 4\pi \chi_{xx}^e = 1 + \frac{4\pi \bar{\omega}_0^2 (\omega_e^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}, \\ \varepsilon_2 &= 1 + 4\pi \chi_{yy}^e = 1 + \frac{4\pi \bar{\omega}_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \\ \varepsilon_3 &= 1 + 4\pi \chi_{zz}^e = \frac{(\Omega_1^2 - \omega^2)(\Omega_2^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}, \\ \varepsilon' &= 4\pi i \chi_{xz}^e = -4\pi i \chi_{zx}^e = \frac{8\pi \bar{\omega}_0^2 \omega g H_0}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}, \\ \gamma_1 &= 4\pi i \chi_{xy}^{em} = \frac{4\pi \omega g P_0 (\omega_e^2 + 3g^2 H_0^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}, \\ \gamma_2 &= 4\pi i \chi_{yx}^{em} = \frac{4\pi \omega g P_0}{(\omega^2 - \omega_0^2)}, \\ \gamma_3 &= 4\pi \chi_{zy}^{em} = \frac{8\pi g^2 P_0 H_0 (\omega_0^2 - g^2 H_0^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}, \\ \gamma_4 &= 4\pi \chi_{yz}^{em} = \frac{4\pi g^2 P_0 H_0}{(\omega^2 - \omega_0^2)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \omega_{1,2}^2 &= \frac{1}{2} \left[ \omega_0^2 + \omega_e^2 + 2g^2 H_0^2 \mp \sqrt{(\omega_0^2 - \omega_e^2)^2 + 8g^2 H_0^2 (\omega_0^2 + \omega_e^2)} \right], \\ \Omega_{1,2}^2 &= \frac{1}{2} \left[ \omega_0^2 + \Omega_e^2 + 2g^2 H_0^2 \mp \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega_e^2)^2 + 8g^2 H_0^2 (\omega_0^2 + \Omega_e^2)} \right], \\ g &= \frac{e}{mc}, \quad \bar{\omega}_0^2 = \frac{e^2}{mV_0}, \quad \omega_0^2 = \bar{\omega}_0^2 c_2, \\ \omega_e^2 &= \bar{\omega}_0^2 c_1, \quad \Omega_e^2 = \omega_e^2 + 4\pi \bar{\omega}_0^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\omega_e$  — частота возбуждений  $P_z$  (в случае сегнетоэлектрика  $\omega_e^2 = -2\bar{\omega}_0^2 c_1$ ), а  $\omega_0$  — частота возбуждения поперечных компонент поляризации  $P_x, P_y$  в отсутствие магнитного поля. В рассматриваемом случае одноосного диэлектрика  $\omega_0 > \omega_e$ , а также представляется естественным условие  $\Omega_e > \omega_0$ , т.е.  $\chi_{zz}^{-1}(0) + 4\pi > \chi_{xx}^{-1}(0)$ , где  $\chi_{zz}(0) = c_1^{-1}$  и  $\chi_{xx}(0) = c_2^{-1}$  — статические диэлектрические восприимчивости.

### 3. СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

#### 3.1. Закон дисперсии. Глубина проникновения

Решение уравнений Максвелла для волн, распространяющихся вдоль границы с металлом в направлении оси  $x$  ( $k = k_x$ ), ищем в виде

$$\mathbf{e}, \mathbf{h} \propto \exp [i(k_x x - \omega t) - k_0 z], \quad (4)$$

где  $k_0^{-1}$  — глубина проникновения поверхностных фононных поляритонов в диэлектрик.

На границе раздела с идеально проводящим металлом должны выполняться условия

$$b_z = \tilde{b}_z, \quad \mathbf{h}_t = \tilde{\mathbf{h}}_t, \quad d_z = \tilde{d}_z, \quad \mathbf{e}_t = 0, \quad (5)$$

здесь  $\mathbf{d}$  — электрическая,  $\mathbf{b}$  — магнитная индукции;  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{h}$  — напряженности, соответственно, электрического и магнитного полей. В (5) буквами с тильдами обозначены величины, относящиеся к металлу, индексом  $t$  — тангенциальные компоненты полей. В случае сверхпроводника в (5)  $b_z = 0$ , но в рассматриваемом случае это равенство не вносит дополнительных условий в уравнения Максвелла, поэтому все полученные результаты верны и для диэлектрика в контакте со сверхпроводником.

Учитывая равенства (2), (4) и (5), уравнения Максвелла можем записать в виде

$$\begin{aligned} e_z \frac{\omega}{c} \varepsilon' + h_y \left( k_0 + \frac{\omega}{c} \gamma_1 \right) &= 0, \\ e_z \left( k_x + \frac{\omega}{c} \gamma_3 \right) + h_y \frac{\omega}{c} &= 0, \\ e_z \frac{\omega}{c} \varepsilon_3 + h_y \left( k_x + \frac{\omega}{c} \gamma_3 \right) &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Как видно из (6), отличны от нуля только компоненты  $e_z$  и  $h_y$  электромагнитного поля, закон дисперсии и глубина проникновения которого следующие:

$$k_x = \frac{\omega}{c} (\pm \sqrt{\varepsilon_3} - \gamma_3), \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \left( \pm \frac{\varepsilon'}{\sqrt{\varepsilon_3}} - \gamma_1 \right). \quad (7)$$

Анализ уравнений (7), условия положительности  $k_0$  и учет частотных зависимостей (2) приводит к необходимости различать четыре возможных случая ориентации внешних полей  $H_0 = H_y$  и  $E_0 = E_z$ . В дальнейшем нам удобно использовать вместо  $E_0$  пропорциональное ему значение  $P_0$  и следующие обозначения для возможных ориентаций внешних полей:

- I  $gP_0 > 0, \quad gH_0 > 0;$
- II  $gP_0 > 0, \quad gH_0 < 0;$
- III  $gP_0 < 0, \quad gH_0 > 0;$
- IV  $gP_0 < 0, \quad gH_0 < 0.$

Кроме того, следует иметь в виду, что гиромангнитное отношение  $g = e/mc$  положительно для ионных и отрицательно для электронных возбуждений.

На рисунке показаны законы дисперсии поверхностных фононных поляритонов для различных ориентаций внешних полей. Рисунок *a* соответствует случаю I, а его зеркальное отражение относительно оси частот — случаю II. Рисунок *b* относится к случаю III, а его зеркальное отражение относительно оси частот — случаю IV. Спектр поверхностных поляритонов состоит из трех не близких друг к другу частотных областей:  $\omega < \omega_1 \approx \omega_e$ ,  $\Omega_1 < \omega < \omega_2$  ( $\Omega_1$  и  $\omega_2$  вблизи  $\omega_0$ ) и  $\omega > \Omega_2 \approx \Omega_e$ . В ИК-диапазоне для ионных возбуждений ( $g > 0$ )  $\omega_e \sim 10^{13}$  рад/с. В оптической области, где основной вклад в электрическую поляризацию дают электроны ( $g < 0$ ), значение этих частот по меньшей мере на порядок выше. При определении значений частот  $\omega_q$ ,  $\tilde{\omega}_{1,2}$  и волновых векторов  $k_q = k(\omega_q)$ ,  $\tilde{k}_{1,2} = k(\tilde{\omega}_{1,2})$ ,  $k_{1,2} = k(\Omega_{1,2})$  мы воспользовались малостью отношения циклотронной частоты  $gH_0$  к оптической  $\omega_{1,2}$ :  $gH_0/\omega_{1,2} \ll 1$ . Приближенно имеем

$$\begin{aligned} \omega_q^2 &= \frac{\omega_2^2 q^2 + \Omega_1^2}{1 + q^2}, \quad k_q = -\frac{\omega_q}{c} \frac{(1 + 2q^2)}{q} \sqrt{\frac{\Omega_e^2 - \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_e^2}}, \\ q &= \frac{2H_0}{P_0} \frac{\tilde{\omega}_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_e^2)(\Omega_e^2 - \omega_0^2)}}, \\ \tilde{\omega}_{1,2}^2 &= \omega_e^2 + 2\pi\tilde{\omega}_0^2 \left( 1 \mp \sqrt{1 + \left( \frac{H_0}{\pi P_0} \right)^2} \right), \\ k_1 &= \frac{\omega_0}{2c} \frac{P_0}{H_0} \frac{(\Omega_e^2 - \omega_0^2)}{\tilde{\omega}_0^2}, \quad k_2 = \frac{2\Omega_e}{c} \frac{g^2 P_0 H_0 \omega_0^2}{(\Omega_e^2 - \omega_0^2) \tilde{\omega}_0^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Значения  $\tilde{k}_{1,2} = k(\tilde{\omega}_{1,2})$  из-за их громоздкости мы здесь не приводим, они могут быть вычислены из уравнения (7) с помощью (2), (3) и (8). Последовательность расположения  $k_{1,2}$ ,  $k_q$  и  $\tilde{k}_{1,2}$  не обязательно такова, как на приведенных рисунках (хотя  $|\tilde{k}_2| > |k_2|$ ), она зависит от отношения величин магнитного и электрического полей ( $H_0/P_0$ ).

### 3.2. Нижняя ветвь спектра

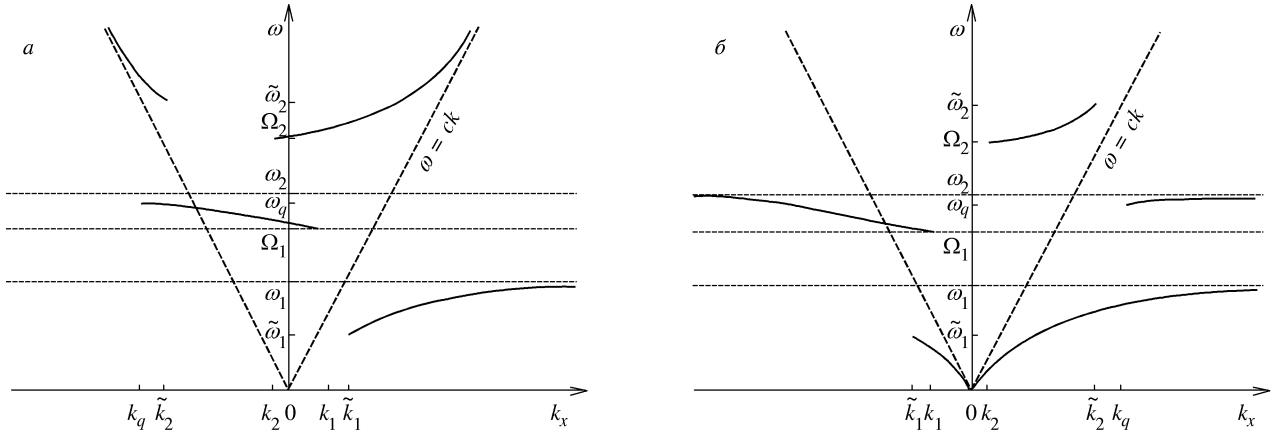
Нижняя ветвь спектра расположена в области частот  $\omega < \omega_1$ , где вследствие малости отношения  $gH_0/\omega_0$  приближенное значение  $\omega_1$ , как следует из (3), есть

$$\omega_1 \approx \omega_e - \frac{1}{2\omega_e} \frac{\omega_0^2 + 3\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_e^2} g^2 H_0^2.$$

Как следует из (8), частота  $\tilde{\omega}_1$  вещественна, если

$$\left| \frac{H_0}{P_0} \right| < \nu = \frac{\sqrt{4\pi\chi + 1}}{2\chi}, \quad \chi = \chi_{zz}(0). \quad (9)$$

Вдали от температуры сегнетоэлектрического перехода статическая диэлектрическая восприимчивость  $\chi$  обычно мало отличается от единицы, поэтому величина  $\nu \sim 1$ . Если  $|H_0/P_0| > \nu$ , то нижняя поляритонная ветвь существует в интервале  $[0, \omega_1]$ , характеризуясь сильной невязимостью: в случаях I и III эта мода есть только для  $k_x > 0$ , а в случаях II и IV — лишь для  $k_x < 0$  (см. рисунок), т. е. имеет место эффект выпрямления поляритонов: они распространяются только в одну сторону. Подобный вид нижняя поляритонная ветвь имеет и в отсутствие электрического поля ( $P_0 = 0$ ). Процесс изменения нижней поляритонной моды в электрическом поле является пороговым, так как лишь в поле  $|E_0| > E_\nu = |H_0|\chi^{-1}\nu^{-1}$  возникает  $\tilde{\omega}_1 \propto \sqrt{E_0 - E_\nu}$ . Характер изменений в спектре при  $E_0 > E_\nu$  зависит от направления электрического поля. Если  $gP_0 > 0$  (случаи I и II), то в нижней ветви возникает щель  $\tilde{\omega}_1$ , величина которой растет с увеличением величины электрического поля, а разрешенный интервал



Спектры поверхностных поляритонов в случаях I ( $gP_0 > 0, gH_0 > 0$ ; рис. а) и III ( $gP_0 < 0, gH_0 > 0$ ; рис. б). В случаях II ( $gP_0 > 0, gH_0 < 0$ ) и IV ( $gP_0 < 0, gH_0 < 0$ ) спектры являются зеркальным отражением относительно оси частот спектров соответственно в случаях I и III

частот  $[\tilde{\omega}_1, \omega_1]$  уменьшается. Если же  $gP_0 < 0$  (случаи III и IV), то электрическое поле «симметризует» нижнюю ветвь, достраивая интервал частот при  $k_x < 0$  (III) и при  $k_x > 0$  (IV). В отсутствие магнитного поля ( $H_0 = 0$ ) нижняя ветвь симметрична, спектр взаимный (III и IV) или же поверхностных поляритонов нет (I и II) [9]. Магнитное поле в случаях I и II создает щелевую невзаимную моду там, где ее не было при  $H_0 = 0$ , а в случаях III и IV «обрезает» ранее симметричный спектр, создавая частотные области  $[\tilde{\omega}_1, \omega_1]$ , где волны распространяются только в одну сторону. Величина частотного интервала  $[\tilde{\omega}_1, \omega_1]$  следующая:

$$\omega_1^2 - \tilde{\omega}_1^2 = 2\pi\tilde{\omega}_0^2 \left( \sqrt{1 + \left(\frac{H_0}{\pi P_0}\right)^2} - 1 \right). \quad (10)$$

Как видно из (10), она зависит от отношения величин электрического и магнитного полей и потому может изменяться в широких пределах: от 0 (при  $H_0/P_0 = 0$ ) до  $\omega_1$  (при  $|H_0/P_0| \geq \nu$ ).

### 3.3. Радиационная ветвь

Частотная область  $[\Omega_1, \omega_2]$  на рисунке показана непропорционально большой. В действительности, как следует из (3) с учетом малости отношения  $gH_0/\omega_{1,2}$ , частоты  $\Omega_1$  и  $\omega_2$  находятся вблизи  $\omega_0$ , а интервал  $[\Omega_1, \omega_2]$  мал:

$$\frac{\omega_2 - \Omega_1}{\omega_0} \approx \frac{8\pi g^2 H_0^2 \tilde{\omega}_0^2}{(\Omega_e^2 - \omega_0^2)(\omega_0^2 - \omega_e^2)} \sim \left(\frac{gH_0}{\omega_0}\right)^2. \quad (11)$$

Эта частотная область возникает только в присутствии магнитного поля, так как при  $H_0 = 0$  не выполняется необходимое условие  $\epsilon_3 > 0$  (см. (7)). Она

находится в ранее (при  $H_0 = 0$ ) запрещенной зоне, где имеет место сильное затухание.

Однако эта частотная ветвь интересна тем, что, в отличие от нижней  $[0, \omega_1]$  и верхней  $[\Omega_2, \infty]$  ветвей, является радиационной: она может пересекаться с электромагнитной модой  $\omega = ck$ . Это означает принципиальную возможность резонансного возбуждения такой поляритонной моды электромагнитной волной. В отсутствие электрического поля ( $P_0 = 0$ ) радиационная точка всегда существует, и ее частота  $\omega_r^2 = \omega_0^2 - g^2 H_0^2$ . В скрещенных полях точка пересечения электромагнитной и поляритонной мод (радиационная точка) может быть как при положительных, так и при отрицательных значениях  $k_x$  в зависимости от величины отношения полей  $P_0/H_0$ . Так, в случае I положение радиационной точки  $\omega_r$  зависит от соотношения  $\sqrt{\epsilon_3} + \gamma_3 = -k_x/|k_x|$ , которое, например, для частоты  $\omega_0$  (т. е. когда радиационная точка  $\omega_r = \omega_0$ ) означает следующее условие для  $P_0/H_0$ :

$$\frac{P_0}{H_0} \approx \frac{\sqrt{3\omega_0^2 + \omega_e^2}}{8\pi\omega_0^2} \left( \sqrt{3\omega_0^2 + \Omega_e^2} \pm \sqrt{3\omega_0^2 + \omega_e^2} \right). \quad (12)$$

Знак плюс в (12) соответствует расположению радиационной точки справа ( $k_x > 0$ ), а минус — слева ( $k_x < 0$ ). Меняя величину отношения электрического и магнитного полей, можно перемещать (или убирать) радиационную точку в интервале  $[\Omega_1, \omega_2]$ .

Как видно из рисунка, изменение направления магнитного поля на обратное равносильно обращению направления распространения волны. В отсутствие электрического поля ( $P_0 = 0, \omega_q = \omega_2, k_1 = 0$ ) рассматриваемая поляритонная мода в случаях I и III существует только слева ( $k_x < 0$ ), а в случаях

II и IV — только справа ( $k_x > 0$ ). Спектр характеризуется сильной невзаимностью: поляритоны распространяются только в одну сторону (эффект выпрямления). Электрическое поле в случаях I и II (рис. а) деформирует поляритонную ветвь, оставляя ее полностью невзаимной. В случаях III и IV (рис. б) оно симметризует спектр, достраивая интервалы  $[\omega_q, \omega_2]$  и, таким образом, уменьшая область частот  $[\Omega_1, \omega_q]$ , где возможен эффект выпрямления. Положение частоты  $\omega_q$  внутри интервала  $[\Omega_1, \omega_2]$  зависит от величины  $q$  (8), т. е. от отношения полей  $H_0/P_0$ .

Вблизи частоты  $\Omega_1$ , т. е. нуля диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_3$ , как следует из уравнений (6) и (7), в волне преобладает электрическое поле  $h_y = \pm\sqrt{\varepsilon_3}e_z$ . Вблизи собственных частот  $\omega_{1,2}$  волна, наоборот, является преимущественно магнитной, а при  $\omega = \omega_q$  отношение полей в волне зависит от отношения величин постоянных полей,  $h_y/e_z = (2H_0/P_0)(c_2 - c_1)^{-1}$ .

### 3.4. Верхняя ветвь спектра

Верхняя ветвь поляритонного спектра,

$$\omega > \Omega_2 \approx \Omega_e + \frac{1}{\Omega_e} \frac{\omega_0^2 + 3\Omega_e^2}{\Omega_e^2 - \omega_0^2} g^2 H_0^2,$$

в магнитном поле и в отсутствие электрического поля характеризуется сильной невзаимностью и существует лишь при  $k_x > 0$  в случаях I, III и при  $k_x < 0$  в случаях II, IV, при этом  $k_2 = 0, \tilde{\omega}_2 \rightarrow \infty$ . Электрическое поле ограничивает спектр (случаи III, IV, рис. б) или достраивает его, стремясь симметризовать (случаи I, II, рис. а). В присутствии одного электрического поля ( $H_0 = 0, \tilde{\omega}_2 = \Omega_2 = \Omega_e$ ) поляритонный спектр симметричен и существует лишь в случаях I и II. Добавление магнитного поля перекраивает спектр: в случаях I и II (рис. а) оно вырезает участки кривой в интервале  $[\Omega_2, \tilde{\omega}_2]$  (величина этого интервала определяется тем же выражением, что и (10)) и добавляет эти же участки в случаях III и IV (рис. б).

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде всего отметим следующие свойства спектров, приведенных на рисунке.

1. Замена  $H_0 \rightarrow -H_0$  равносильна замене  $k_x \rightarrow -k_x$ , поэтому графики случаев I и II, III и IV являются зеркальным отражением друг друга.

2. В случаях, различающихся знаками одновременно электрического и магнитного полей (I и IV, II и III), спектры взаимно дополняют друг друга до

полного симметричного спектра. Действительно, например, спектр верхней ветви в случае IV есть «вырезанный» кусок спектра этой ветви в случае I и т. п. При заданной ориентации внешних полей переходу из ИК области спектра, где превалирует ионный вклад в поляризуемость и потому  $g > 0$ , в оптическую область с преимущественно электронной поляризуемостью ( $g < 0$ ) соответствуют переходы I  $\leftrightarrow$  IV, II  $\leftrightarrow$  III. При этом следует иметь в виду изменение порядка характерных частот на рисунках.

Глубина проникновения электромагнитного поля в диэлектрик,  $k_0^{-1}$  (см. (7) и (2)), может быть конечной только в присутствии хотя бы одного — электрического или магнитного — поля. Если поле отсутствует, то  $k_0 = 0$ , т. е. волны являются объемными. В рассматриваемом случае скрещенных полей электрическое и магнитное поля дают аддитивный вклад в  $k_0$ , поскольку  $\varepsilon' \propto H_0$ , а  $\gamma_1 \propto P_0$ . Если эти вклады имеют один и тот же знак, то оба поля совместно вытесняют электромагнитную волну из диэлектрика, превращая ее в поверхностную. При этом глубина проникновения уменьшается с увеличением значений  $P_0$  и  $H_0$ . Если же знаки слагаемых в  $k_0$  (7) различны, то электрическое и магнитное поля действуют противоположно, и возможно обращение  $k_0$  в нуль, т. е. волна становится объемной. Такая ситуация ( $k_0^{-1} \rightarrow \infty$ ) имеет место для частот  $\omega_q, \tilde{\omega}_1$  и  $\tilde{\omega}_2$  на рисунке. Несмотря на то что глубина проникновения поля обратно пропорциональна энергии малого магнитоэлектрического взаимодействия  $W_{int}$ , значение глубины проникновения может быть малым вследствие частотной дисперсии величин  $\varepsilon_3, \varepsilon'$  и  $\gamma_1$  (7). Так, глубина проникновения электромагнитного поля в диэлектрик стремится к нулю вблизи полюсов величины  $k_0$  (7), т. е. вблизи частот  $\omega_1, \Omega_1, \omega_2$  и  $\Omega_2$ .

Хотя динамическое магнитоэлектрическое взаимодействие  $W_{int}$  мало, оно приводит к немалым эффектам для фоновых поляритонов диэлектрика на поверхности его контакта с идеальным металлом или сверхпроводником во внешних электрическом и магнитном полях. В присутствии одного электрического поля спектр поверхностных фоновых поляритонов имеет лишь одну — нижнюю или верхнюю — ветвь в зависимости от направления внешнего электрического поля  $\mathbf{E}_0$ , так что переключение направления  $\mathbf{E}_0$  приводит к включению (выключению) поляритонов с заданной частотой [9]. Если к системе приложено лишь магнитное поле, то поляритонный спектр имеет три ветви, характеризуемые сильной невзаимностью: поляритон любой из этих ветвей распространяется лишь в одну сторону.

В присутствии и электрического, и магнитного полей спектр состоит из трех частотных областей

и зависит не только от направления полей, но и от отношения их величин  $H_0/P_0$ .

Одновременное присутствие электрического и магнитного полей приводит к разрывам в частотных ветвях и появлению щели  $\tilde{\omega}_1$  в ранее безактивационной нижней ветви. Спектр характеризуется сильной невзаимностью в немалых частотных интервалах  $[\tilde{\omega}_1, \omega_1]$  и  $[\Omega_2, \tilde{\omega}_2]$ . Величина этих интервалов зависит от отношения  $H_0/P_0$ . Например, для тетрагонального кристалла  $MgF_2$  имеем  $\varepsilon_{zz}(0) \approx 5$  [11] (т.е.  $c_1 \approx \pi$ ), тогда при значениях полей  $H_0 = 1$  Тл и  $E_0 = 1$  мВ/м для относительной величины щели верхней ветви имеем  $(\tilde{\omega}_2 - \Omega_2)/\Omega_2 \approx 2.6$ . Так как величины щели, разрывов в спектре и интервалов невзаимности зависят от отношения  $H_0/P_0$ , то они могут регулироваться посредством изменения напряженностей полей. Это свойство может оказаться полезным при создании частотно-перестраиваемых внешними полями фильтров и выпрямителей поверхностных электромагнитных волн.

Средняя ветвь поляритонного спектра в интервале  $[\Omega_1, \omega_2]$  интересна тем, что может резонансно взаимодействовать с электромагнитной волной, т.е. является радиационной — обстоятельство весьма важное для практического изучения поляритонного спектра. Положение «радиационной точки» — точки резонанса — в скрещенных полях может управляться этими внешними полями, поскольку оно зависит от их отношения  $P_0/H_0$  (см. (12)). К сожалению, однако, эта радиационная мода лежит в области сильного поглощения.

Отметим еще одну возможность использования сильной зависимости поляритонного спектра от внешних полей, которая возникает в скрещенных электрическом и магнитном полях. В таблице цифровой 1(0) обозначено существование (отсутствие) поверхностных поляритонов в случаях различных ориентаций полей I–IV в немалых частотных интервалах. Зависимость спектра от направления внешних полей означает различие поляритонных мод в 180-градусных доменах сегнетоэлектриков и магнетиков. Спектральные исследования поверхностных поляритонов в рассматриваемой системе дают возможность определения взаимной ориентации электрической поляризации и намагниченности. Из таб-

лицы видно, что если выбрать две фиксированные частоты из пары интервалов  $[0, \tilde{\omega}_1]$  и  $[\tilde{\omega}_1, \omega_1]$ , или  $[\tilde{\omega}_1, \omega_1]$  и  $[\tilde{\omega}_2, \infty]$ , или  $[0, \tilde{\omega}_1]$  и  $[\Omega_2, \tilde{\omega}_2]$ , или  $[\Omega_2, \tilde{\omega}_2]$  и  $[\tilde{\omega}_2, \infty]$ , то по наличию (отсутствию) поверхностной волны на этих двух частотах можно определить один из четырех возможных способов ориентации поляризации и намагниченности. Действительно, в этом случае каждой из ориентаций I–IV (см. таблицу) соответствует бинарный код, однозначно определяющий эту ориентацию. Это свойство могло бы быть полезным в вычислительной технике при использовании, например, сегнетомагнетиков в качестве элементов с двойной (электрической и магнитной) памятью.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Поверхностные поляритоны*, под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса, Наука, Москва (1985).
2. М. И. Каганов, Н. Б. Пустыльник, Т. И. Шалаева, УФН **167**, 191 (1997).
3. В. Н. Любимов, ДАН СССР **181**, 858 (1968).
4. В. А. Маркелов, М. А. Новиков, А. А. Турхин, Письма в ЖЭТФ **25**, 404 (1977).
5. В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, ЖЭТФ **109**, 706 (1996).
6. I. E. Chupis, *Ferroelectrics* **204**, 173 (1997).
7. И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй, ФНТ **24**, 1010 (1998).
8. I. E. Chupis and N. Ya. Alexandrova, *J. Korean Phys. Soc.* **32**, 51134 (1998).
9. И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй, Письма в ЖЭТФ **68**, 876 (1998).
10. И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй, ФНТ **25**, 1112 (1999).
11. В. В. Брыскин, Д. Н. Мирлин, И. И. Решила, ФТТ **15**, 1118 (1973).

	I	II	III	IV
$[0, \tilde{\omega}_1]$	0	0	1	1
$[\tilde{\omega}_1, \omega_1]$	1	0	1	0
$[\Omega_2, \tilde{\omega}_2]$	1	0	1	0
$[\tilde{\omega}_2, \infty]$	1	1	0	0