

## Проявление тороидных возбуждений в поляритонном спектре диэлектрика на границе с металлом в электрическом 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 3 июня 2001 г.

Исследовано влияние тороидных возбуждений на спектр поверхностных поляритонов диэлектрика на границе с идеальным металлом в постоянном электрическом поле, перпендикулярном поверхности контакта. Показано, что тороидная поляритонная мода может быть радиационной и иметь как нормальную, так и аномальную дисперсию. Отличительной чертой тороидной поляритонной моды по сравнению с электродипольной является то, что она пересекает световую прямую, т.е. может резонансно возбуждаться электромагнитной волной, распространяющейся вдоль поверхности контакта. Эта особенность означает возможность идентификации тороидной поляритонной моды в спектре при изменении угла падения электромагнитной волны.

Досліджено вплив тороїдних збуджень на спектр поверхневих поляритонів діелектрика на межі з ідеальним металом у сталому електричному полі, перпендикулярному до поверхні контакту. Показано, що тороїдна поляритонна мода може бути радіаційною та мати як нормальну, так і аномальну дисперсію. Особливою рисою тороїдної поляритонної моди порівняно з електродипольною є те, що тороїдна мода перетинає світову пряму, тобто може резонансно збуджуватися електромагнітною хвилею, яка розповсюджується вздовж поверхні контакту. Ця особливість означає можливість ідентифікації тороїдної поляритонної моди у спектрі при зміні кута падіння електромагнітної хвилі.

PACS: 75.80.+q

### Введение

Известно, что поверхностные поляритоны в диэлектрике на границе с идеальным металлом не существуют вследствие так называемого эффекта металлического гашения (см., например, [1]). Однако этот запрет снимается в присутствии постоянного электрического или магнитного поля определенного направления [2,3]. В присутствии постоянных полей объемные поляритонные возбуждения становятся поверхностными, т.е. происходит вытеснение поля электромагнитной волны из объема кристалла на его поверхность. Это явление возникает в результате магнитоэлектрического (МЭ) эффекта, который заключается в появлении электрического (магнитного) момента, пропорционального переменному магнитному (электрическому) полю электромагнитной волны и величине приложенного постоянного поля. Этот

эффект характеризуется недиагональной компонентой МЭ восприимчивости, что, как известно [4], означает присутствие тороидного момента в кристалле. По-видимому, возникающие вихревые тороидные состояния являются причиной выталкивания поля электромагнитной волны из объема диэлектрика на его поверхность. Поэтому представляет интерес учет собственных тороидных возбуждений в спектре поверхностных поляритонов диэлектрика, граничащего с металлом.

Тороидные моменты представляют собой триаду (наряду с электрическим и магнитным) семейство электромагнитных мультиполей [5]. Вектор тороидного момента  $\mathbf{T}$  есть вектор, дуальный антисимметричной компоненте МЭ тензора [4]. Тороидный момент может быть обусловлен орбитальным движением электрона в металле или экситонными возбуждениями в полупроводнике [6]. В

диэлектрике существование тороидного момента может быть связано с наличием многоподрешеточной спиновой структуры. В этом случае тороидный момент элементарной ячейки определяется выражением [7]

$$\mathbf{T} = \frac{\mu_0}{2} \sum_{\alpha} [\mathbf{r}_{\alpha} \times \mathbf{S}_{\alpha}], \quad (1)$$

где  $\mu_0$  — магнетон Бора;  $\mathbf{S}_{\alpha}$  и  $\mathbf{r}_{\alpha}$  — спиновый момент и радиус-вектор иона  $\alpha$  в элементарной ячейке кристалла, отсчитываемые от ее центра; суммирование ведется по всем ионам элементарной ячейки. Простейшим примером системы со спонтанным тороидным моментом является двухподрешеточный антиферромагнетик, у которого отсутствуют спонтанная электрическая поляризация и намагниченность.

В работах [8,9] исследовались возбуждения тороидного момента и тороидные поляритоны в отсутствие спонтанных электрического, магнитного и тороидного упорядочений в кристалле. Отмечалось проявление тороидных возбуждений в ИК спектре в необычной температурной зависимости диэлектрических потерь в  $\text{TlGaSe}_2$  [8].

В настоящем сообщении изучено влияние собственных тороидных возбуждений на спектр поверхностных поляритонов диэлектрика на границе с идеальным металлом в присутствии постоянного электрического поля. Предполагается, что диэлектрик не обладает электрическим, магнитным и тороидным спонтанными упорядочениями.

### Лагранжиан и восприимчивость

Как показано в работе [8], тороидные возбуждения активны в ИК области спектра, где находятся и электродипольные возбуждения. Поэтому в лагранжиане кристалла кроме слагаемых, содержащих плотность тороидного момента  $\mathbf{T}$  и его производную по времени  $\dot{\mathbf{T}}$  [9], учтем также электрическую поляризацию  $\mathbf{P}$  и  $\dot{\mathbf{P}}$ . Лагранжиан единицы объема кубического кристалла, находящегося в постоянном электрическом поле  $\mathbf{E}_0$  и в переменных электрическом  $\mathbf{e}$  и магнитном  $\mathbf{h}$  полях, запишем в виде

$$L = \frac{\mu}{2} \dot{T}^2 - \frac{a}{2} T^2 + \frac{f}{2} \dot{P}^2 - \frac{\kappa}{2} P^2 + (\mathbf{E}_0 + \mathbf{e})\mathbf{P} + \lambda_e \dot{\mathbf{T}}\mathbf{e} + \xi \mathbf{P}[\dot{\mathbf{P}} \times \mathbf{h}] + \lambda \mathbf{T}[\mathbf{E} \times \mathbf{h}] + \gamma \mathbf{T}[\mathbf{P} \times \mathbf{h}] + \gamma_0 \dot{\mathbf{T}}\mathbf{P}. \quad (2)$$

Лагранжиан (2) содержит кинетические тороидную (слагаемое с коэффициентом  $\mu$ ) и электроди-

польную (слагаемое с коэффициентом  $f$ ) энергии, потенциальные энергии подсистем и энергии их взаимодействия (последние два слагаемых). Мы не учитываем в лагранжиане пространственную дисперсию, полагая возбуждения моментов длинноволновыми ( $a_c k \ll 1$ ,  $a_c$  — постоянная решетки,  $k$  — волновой вектор), а также диссипацию, особенности которой в присутствии тороидного момента изучены в работе [8].

Связь феноменологических коэффициентов  $\mu$ ,  $a$ ,  $\lambda$ ,  $\lambda_e$  с микроскопическими параметрами в модели экситонного диэлектрика рассматривалась в [9]. Оценим порядок некоторых параметров в (2) для диэлектрика, в котором тороидный момент связан с неоднородным распределением спинов в элементарной ячейке (1).

Спин-орбитальную энергию взаимодействия магнитного момента иона с эффективным магнитным полем, созданным движением иона со скоростью  $\mathbf{v}$  в кристаллическом поле  $\mathbf{E}$ , запишем в виде

$$E_{sl} = \frac{1}{c} \mathbf{M} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}], \quad (3)$$

где  $c$  — скорость света. Смещению  $\mathbf{r}$  иона с положительным зарядом  $q$  в поле  $\mathbf{E}$  соответствует электрическая поляризация  $\mathbf{P} = q\mathbf{r}V_c^{-1} = \chi\mathbf{E}$ , где  $\chi$  — диэлектрическая восприимчивость,  $V_c$  — объем элементарной ячейки. Отсюда  $E_{sl} \approx -q(c\chi V_c)^{-1} \times \mathbf{v}[\mathbf{r} \times \mathbf{M}]$ . При смещении иона возникает флуктуационный тороидный момент с плотностью  $\mathbf{T} \sim [\mathbf{r} \times \mathbf{M}]$ . Отсюда  $E_{sl} \sim -q(c\chi V_c)^{-1} \mathbf{v}\mathbf{T} \sim -c^{-1} \mathbf{T}\mathbf{E}$ . Следовательно, постоянную  $\lambda_e$  в лагранжиане, определенном, как известно, с точностью до полной производной по времени, можно считать величиной порядка  $c^{-1}$ ,  $\lambda_e \sim c^{-1}$ .

В магнитоэлектриках, т.е. в магнетиках с линейным МЭ эффектом, слагаемому с коэффициентом  $\lambda$  соответствует плотность МЭ энергии  $W_{me} = -\alpha_{ik} E_i H_k$ , где  $\alpha_{ik}$  — тензор МЭ восприимчивости. Спонтанный тороидный момент  $\mathbf{T}^0$  существует в магнитоэлектриках с отличными от нуля антисимметричными компонентами тензора  $\alpha_{ik}$  и является вектором, дуальным его антисимметричной части. Поэтому  $\lambda T_i^0 = \epsilon_{ikl} \alpha_{kl}$ . Полагая  $T^0 \sim M_0 a_c$ , где  $M_0$  — плотность магнитного момента, получаем следующую оценку коэффициента  $\lambda$ :  $\lambda \sim \alpha (M_0 a_c)^{-1}$ , где  $\alpha$  — величина недиагональной компоненты МЭ восприимчивости,  $\lambda > 0$  [9].

Величину коэффициента  $a$  в лагранжиане (2) можно оценить на простом примере магнетика без спонтанного тороидного момента. В таком магнетике  $T$  может индуцироваться скрещенными

электрическим и магнитным полями, и его величина, как следует из минимума энергии с коэффициентами  $a$  и  $\lambda$ ,

$$T_i = \lambda a^{-1} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]_i. \quad (4)$$

Рассмотрим элементарную ячейку с двумя эквивалентными магнитными ионами на оси  $X$ , которые связаны центром инверсии и имеют одинаковые равновесные спины вдоль легкой магнитной оси  $Y$ . Легко видеть (см. (1)), что такая ячейка не обладает спонтанным тороидным моментом. Пусть теперь к кристаллу приложено электрическое поле, направленное вдоль оси  $X$ , и магнитное поле вдоль оси  $Z$ , перпендикулярное направлению равновесных спинов. Электрическое поле смещает каждый ион на расстояние  $\Delta x$ , а магнитное поле отклоняет спины от легкой оси на величину  $\Delta S_z$ . Элементарная ячейка приобретает тороидный момент, направленный вдоль оси  $Y$  и пропорциональный произведению  $\Delta x \Delta S_z$  (легко проверить, что в линейном приближении тороидный момент отсутствует). Плотность индуцируемого тороидного момента  $T_y = -\Delta x M_z$ . Для одноосного кристалла проекция магнитного момента на направление магнитного поля  $M_z = H_z / \beta$  ( $\beta$  – постоянная анизотропии). Величина смещения  $\Delta x$  иона в электрическом поле  $E_x$  связана с электрической поляризацией  $P_x =$

$= q \Delta x V_c^{-1} = \chi E_x$ , откуда  $\Delta x = \chi q^{-1} E_x V_c$  и, следовательно,  $T_y = -\chi V_c (q\beta)^{-1} E_x H_z$ . Сравнивая это выражение с выражением (4), находим, что  $\lambda a^{-1} = \chi V_c (q\beta)^{-1}$ . Отсюда, используя приведенную выше оценку  $\lambda$  и то, что  $M_0 = \mu_{\text{eff}} V_c^{-1}$ , получаем

$$a \sim \frac{q\alpha\beta}{\mu_{\text{eff}} a_c \chi}. \quad (5)$$

В дальнейшем считаем постоянное электрическое поле  $\mathbf{E}_0$  направленным вдоль оси  $Z$ . Отклик системы на воздействие электрического и магнитного полей описывается диэлектрической, магнитной и МЭ восприимчивостью  $\chi_{ik}^{em} = \partial P_i / \partial h_k$ ,  $\chi_{ik}^{me} = \partial m_i / \partial e_k$ . В отсутствие затухания  $\chi_{ik}^{em} = (\chi_{ki}^{me})^*$ . Электрическая  $\mathbf{d}$  и магнитная  $\mathbf{b}$  индукции определяются известными выражениями:

$$d_i = \epsilon_{ik} e_k + 4\pi \chi_{ik}^{em} h_k, \quad b_i = \mu_{ik} h_k + 4\pi \chi_{ik}^{me} e_k.$$

Решая уравнения Лагранжа для  $\mathbf{T}$  и  $\mathbf{P}$ , которые мы предполагаем пропорциональными  $\exp(i\omega t)$ , и используя метод комплексных амплитуд, можно получить выражения для компонент восприимчивостей. В дальнейшем нам понадобятся лишь выражения для компонент  $\epsilon_{zz}$  и  $\chi_{xy}^{em}$ , которые выписаны ниже:

$$\epsilon_{zz} = \frac{(\Omega_1^2 - \omega^2)(\Omega_2^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}; \quad \chi_{xy}^{em} = -\frac{i\alpha}{4\pi}, \quad \alpha = \frac{4\pi g_0 E_{0z} \omega(\omega^2 - \tilde{\omega}^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}; \quad (6)$$

$$\Omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2(1-\nu)} \left[ \Omega_0^2 + \omega_T^2 - \nu \omega_p^2 - 8\pi \lambda_e \gamma_0 (\mu f)^{-1} + \gamma_0^2 (\mu f)^{-1} \mp \right.$$

$$\left. \mp \left\{ [\Omega_0^2 + \omega_T^2 - \nu \omega_p^2 - 8\pi \lambda_e \gamma_0 (\mu f)^{-1} + \gamma_0^2 (\mu f)^{-1}]^2 - 4(1-\nu) \Omega_0^2 \omega_T^2 \right\}^{1/2} \right];$$

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_T^2 + \omega_p^2 + \frac{\gamma_0^2}{f\mu} \mp \left[ (\omega_p^2 - \omega_T^2)^2 + \frac{2\gamma_0^2(\omega_p^2 + \omega_T^2)}{f\mu} + \frac{\gamma_0^4}{f^2\mu^2} \right]^{1/2} \right\};$$

$$\tilde{\omega}^2 = g^{-1} (\bar{\lambda} \lambda_e \mu^{-1} \omega_p^2 + \xi f^{-1} \kappa^{-1} \omega_T^2); \quad \bar{\omega}_p^2 = \omega_p^2 (1 + \gamma_0 \kappa^{-1} \lambda_e^{-1}), \quad \bar{\lambda} = \lambda + \gamma \kappa^{-1};$$

$$g = \bar{\lambda} \lambda_e \mu^{-1} + \xi (f\kappa)^{-1}; \quad \Omega_0^2 = \omega_p^2 + 4\pi f^{-1}; \quad \omega_p^2 = kf^{-1}; \quad \omega_T^2 = a\mu^{-1}, \quad \nu = 4\pi \lambda_e^2 \mu^{-1}, \quad g_0 = q/mc.$$

Здесь  $\omega_p$  и  $\omega_T$  – частоты невзаимодействующих электродипольных и тороидных возбуждений соответственно;  $\omega_1, \omega_2$  – моды с учетом взаимодействия. Постоянная  $\xi = V_c / qc$  [2] положительна, так как  $q$  – заряд иона. Положительными

являются и постоянные  $\mu, a, \kappa, f, \lambda$ . В дальнейшем считаем также положительной и постоянную величину  $\lambda_e$  [9]. Слагаемые с коэффициентами  $\gamma_0$  и  $\gamma$ , описывающие взаимодействие тороидных и электродипольных возбуждений, отличаются со-

ответственно от слагаемых с коэффициентами  $\lambda_e$  и  $\lambda$  заменой  $\mathbf{e}$  на  $\mathbf{P}$ , и естественно предположить, что коэффициенты  $\gamma, \gamma_0$  тоже положительны.

### Спектр поверхностных поляритонов

Пусть диэлектрик, не находящийся в магнитоупорядоченном состоянии ( $\mu_{ik} = \delta_{ik}$ ) и занимающий полупространство  $Z > 0$ , контактирует с идеальным металлом ( $Z < 0$ ). Постоянное электрическое поле направлено по нормали к поверхности контакта,  $E_0 = E_{0z}$ . Поверхностная электромагнитная волна, которая распространяется в плоскости контакта вдоль оси  $X$  и взаимодействует с электродипольными и тороидными возбуждениями диэлектрика в присутствии постоянного электрического поля, имеет отличные от нуля компоненты полей  $e_z, h_y \propto \exp(i\omega t - ikx - k_0 z)$  [2]\*. Закон дисперсии поверхностных поляритонов и их глубина проникновения в диэлектрик  $\delta = k_0^{-1}$  определяются выражениями [2]

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{zz}(\omega), \quad \delta = -\frac{c}{\omega \alpha(\omega)}. \quad (7)$$

В рассматриваемом случае  $\epsilon_{zz}$  и  $\alpha$  определяются формулами (6). Поверхностные поляритоны в диэлектрике существуют лишь благодаря недиагональной компоненте МЭ восприимчивости  $\alpha \neq 0$ . Если  $\alpha = 0$ , то  $\delta = \infty$ , т.е. поляритоны являются объемными. Как видно из (7), поверхностные поляритоны существуют лишь для значений

$$\epsilon_{zz} \geq 0, \quad \alpha < 0 (\delta > 0). \quad (8)$$

Выполнение этих условий зависит от величин постоянных лагранжиана.

Оценим параметр  $v = 4\pi\lambda_e^2 \mu^{-1}$  (см. (6)) в случае, когда тороидный момент определяется выражением (1). Поскольку  $\omega_T^2 = a\mu^{-1}$ , то  $\mu^{-1} = \omega_T^2/a$ . Используя (5) и то, что  $\lambda_e \sim c^{-1}$ , получаем  $v \sim 4\pi a_c \chi \mu_{\text{eff}}^2 (qc^2 \alpha \beta)^{-1}$ . Для значений  $a_c = 10^{-7}$  см,  $\chi = 1, \beta = 1, \mu_{\text{eff}} = 5\mu_0, q = 5 \cdot 10^{-10}$  ед. СГСЭ,  $\alpha = 10^{-3}, \omega_T = 10^{13}$  с $^{-1}$  получаем  $v \sim 10^{-8}$ . Столь малое значение обусловлено релятивистской малостью спин-орбитального взаимодействия. Однако в экситонном диэлектрике тороидная энергия обусловлена кулоновскими взаимодействиями [6,9] и параметр  $v$  не столь мал. Поскольку параметр взаимодействия  $\gamma_0$  во всяком случае не больше  $\lambda_e$ , то мерой взаимодействия тороидной и электроди-

польной мод, как следует из выражений для  $\omega_{1,2}$  (6), является параметр  $v$ .

Анализ условий (8) с учетом знака  $E_0$ , т.е. направления постоянного электрического поля в глубь диэлектрика ( $E_0 > 0$ ) или же по внешней нормали ( $E_0 < 0$ ), дает вид спектров поверхностных поляритонов, изображенных на рис. 1. Сплошные линии соответствуют модам при направлении поля по внешней нормали к диэлектрику, пунктирные — для противоположного направления поля.

Спектр на рис. 1,а со сплошной средней линией имеет место в случаях

$$\begin{aligned} 1) \quad & \omega_p > \omega_T, \quad \omega_2 < \tilde{\omega} < \bar{\omega}_p, \\ 2) \quad & \omega_p < \omega_T < \bar{\omega}_p, \quad \omega_2 < \tilde{\omega} < \bar{\omega}_p, \quad R < A, \\ & R = v(\omega_p^2 - \omega_T^2) + \gamma_0(f\mu)^{-1}(8\pi\lambda_e - \gamma_0), \\ & A = \gamma_0^2 [f\mu(\omega_T^2 - \omega_p^2)]^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Средняя мода на рис. 1,а состоит из двух участков: сплошной линии в интервале частот  $[\Omega_1, \tilde{\omega}]$  и пунктирной — в интервале  $[\tilde{\omega}, \omega_2]$  в следующих случаях:

$$\begin{aligned} 1) \quad & \omega_p > \omega_T, \quad \max(\Omega_1, \omega_T) < \tilde{\omega} < \omega_2; \\ 2) \quad & \omega_p < \omega_T < \bar{\omega}_p, \quad \omega_T < \tilde{\omega} < \omega_2, \quad R < 0; \\ 3) \quad & \omega_p < \omega_T < \bar{\omega}_p, \quad \Omega_1 < \tilde{\omega} < \omega_2, \quad 0 < R < A; \\ 4) \quad & \bar{\omega}_p < \omega_T < \Omega_2, \quad \Omega_1 < \tilde{\omega} < \omega_T, \quad R < 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Средняя мода на рис. 1,а является полностью пунктирной ( $\tilde{\omega} < \Omega_1$ ), если

$$\begin{aligned} 1) \quad & \omega_p > \omega_T, \quad \omega_T < \Omega_1, \quad \omega_T < \tilde{\omega} < \Omega_1; \\ 2) \quad & \omega_p < \omega_T < \bar{\omega}_p, \quad \omega_T < \tilde{\omega} < \Omega_1, \quad 0 < R < A; \\ 3) \quad & \bar{\omega}_p < \omega_T < \Omega_2, \quad \bar{\omega}_p < \tilde{\omega} < \Omega_1, \quad R < 0; \\ 4) \quad & \bar{\omega}_p < \omega_T < \Omega_2, \quad \bar{\omega}_p < \tilde{\omega} < \omega_T, \quad 0 < R < A. \end{aligned} \quad (10)$$

Спектр на рис. 1,б (средняя линия — сплошная) соответствует параметрам

$$\begin{aligned} 1) \quad & \omega_p < \omega_T < \bar{\omega}_p, \quad \omega_T < \tilde{\omega} < \omega_p, \quad R > A; \\ 2) \quad & \bar{\omega}_p < \omega_T < \Omega_2, \quad \bar{\omega}_p < \tilde{\omega} < \omega_T, \quad R > A. \end{aligned} \quad (11)$$

\* В нашем случае  $z$ -компонента магнитной индукции равна нулю, и поэтому полученные ниже результаты сохраняют силу и при контакте диэлектрика со сверхпроводником.

Средняя мода на рис. 1,б состоит из сплошной линии для частот в интервале  $[\tilde{\omega}, \Omega_1]$  и пунктирной линии в частотном интервале  $[\omega_2, \tilde{\omega}]$ , если  $\omega_p < \omega_T < \bar{\omega}_p$ ,  $\omega_2 < \tilde{\omega} < \Omega_1$ ,  $R > A$ .

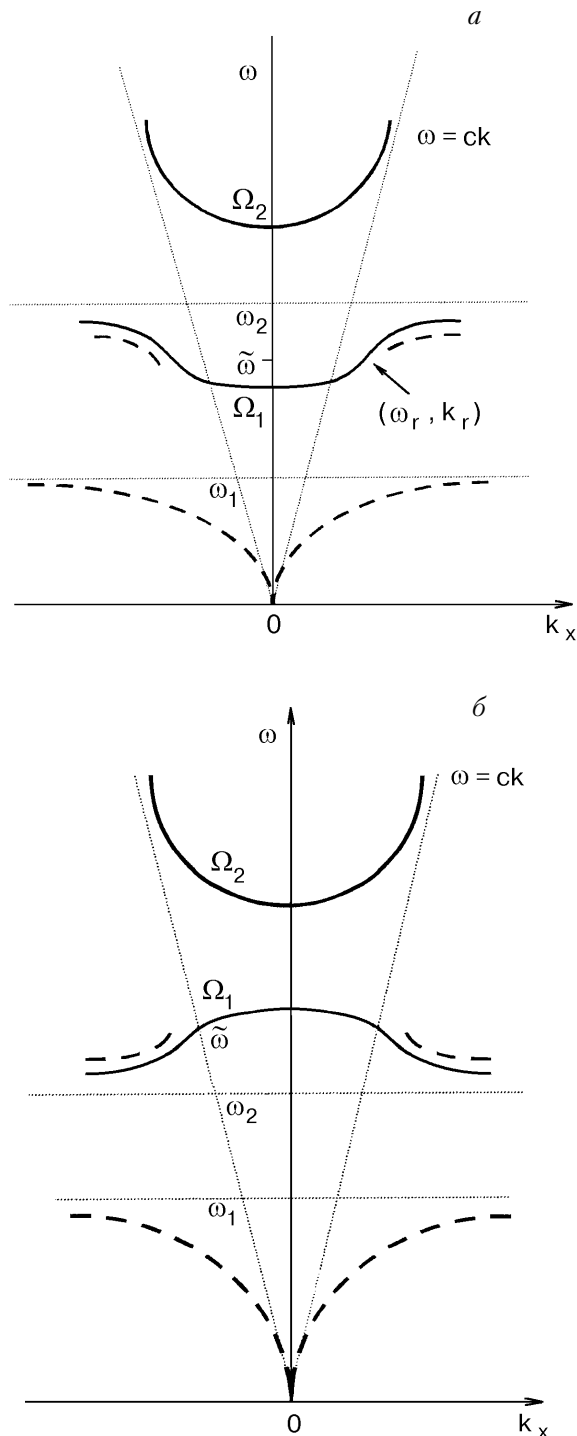


Рис. 1. Спектры поверхностных поляритонов диэлектрика на границе с идеальным металлом при направлении постоянного электрического поля по внешней нормали к диэлектрику (сплошные линии) и в глубь его (пунктирные линии): а – возможны разные соотношения между частотами  $\omega_T$  и  $\omega_p$ , б –  $\omega_T > \omega_p$ .

Если же  $\omega_p < \omega_T < \bar{\omega}_p$ ,  $\Omega_1 < \tilde{\omega} < \bar{\omega}_p$ ,  $R > A$ , то средняя мода на рис. 1,б – пунктирная линия.

Анализ спектра проведен для значений тороидной частоты  $\omega_T < \Omega_2$ , причем  $\Omega_2 \approx \Omega_0$ . Если  $\omega_T < \omega_p$ , то нижняя ветвь  $\omega_1$  есть частота преимущественно тороидных возбуждений, а  $\omega_2$  – электродипольных. При  $\omega_T > \omega_p$ , наоборот,  $\omega_2$  – мода тороидных возбуждений, а  $\omega_1$  – электродипольных. Во всех случаях верхняя мода с частотами, большими  $\Omega_2$ , является электродипольной, а мода с частотами вблизи  $\Omega_1$  – тороидной. Рисунку 1,б соответствуют значения  $\omega_T > \omega_p$ , а рис. 1,а – различные случаи (см. (8)–(10)).

Во всех случаях тороидные возбуждения проявляются в наличии средней моды с нормальной (рис. 1,а) или аномальной (рис. 1,б) дисперсией. Эта мода, как и верхняя, является радиационной. Но если верхняя (электродипольная) мода может резонансно возбуждаться лишь при наклонном падении электромагнитной волны (для выполнения закона сохранения квазиимпульса), то тороидная мода резонансно взаимодействует с электромагнитной волной как при наклонном, так и при касательном (параллельно поверхности) падении света. Тороидная мода пересекает световую прямую в точке, где  $\epsilon_{zz} = 1$ ,  $k_r = \omega_r/c$ . Из (6) находим резонансную частоту  $\omega_r$ :

$$\omega_r^2 = \frac{1}{2f\lambda_e} \left[ 2\lambda_e\gamma_0 - \mu + \kappa\lambda_e^2 + \sqrt{(\mu - 2\lambda_e\gamma_0 - \kappa\lambda_e^2)^2 + 4f\mu\lambda_e^2\omega_T^2} \right]. \quad (12)$$

Поскольку величина  $\mu \gg \lambda_e^2$  (см. предыдущие оценки), то  $\omega_r \approx \omega_T$ . Считая  $P$ - $T$ -взаимодействие слабым и частоты  $\omega_T$  и  $\omega_p$  не близкими, из (6) приближенно находим

$$\omega_1^2 \cong \omega_T^2(1 + A), \quad \omega_2^2 \cong \omega_p^2(1 - A), \quad \omega_p > \omega_T, \quad (13)$$

$$\Omega_1^2 \cong \omega_T^2 \left( 1 + \frac{R}{\Omega_0^2 - \omega_T^2} \right), \quad A \ll 1.$$

В случае  $\omega_p < \omega_T$  в (13) следует сделать замену  $\omega_1$  на  $\omega_2$ .

Как видно из (13), при  $\omega_p < \omega_T$  частоты  $\Omega_1$  и  $\omega_2$  близки. Поэтому в случае аномальной дисперсии средней тороидной моды (рис. 1,б) интервал ее существования мал. Он также мал и для средней моды на рис. 1,а при  $\omega_p < \omega_T$ .

Однако если  $\omega_T < \omega_p$ , то частоты  $\Omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\tilde{\omega}$  не близки и частотный интервал существования средней моды не является малым. Тороидные возбуждения в случае  $E_0 < 0$  имеют место в интерва-

ле частот  $[\Omega_1, \omega_2]$  для  $\omega_2 < \tilde{\omega} < \bar{\omega}_p$  или в интервале  $[\tilde{\omega}, \Omega_1]$ , если  $\Omega_1 < \tilde{\omega} < \omega_2$  ( $\omega_T < \Omega_1$ ) или  $\omega_T < \tilde{\omega} < \omega_2$  ( $\omega_T > \Omega_1$ ). В обоих случаях  $\tilde{\omega} > \omega_T$  и возможен резонанс тороидных возбуждений электромагнитной волной, параллельной поверхности. При  $\omega_T < \omega_p$  нижняя мода  $\omega_1$  тоже тороидная, однако она не является радиационной. Возбуждениям электрической поляризации соответствуют верхняя мода ( $\omega \geq \Omega_2$ ) и возбуждения с частотами средней моды вблизи  $\omega_2$ .

Если же  $\omega_p < \omega_T$ , то средняя мода — тороидная, а верхняя и нижняя — электродипольные.

### Заключение

Сравнение дисперсионных зависимостей на рис. 1, а и б со спектром, полученным в работе [2], позволяет сделать следующие выводы.

Присутствие тороидных возбуждений сохраняет эффект переключения поляритонных ветвей при изменении направления электрического поля на обратное (сплошные и пунктирные линии на рисунках).

Тороидные возбуждения приводят к появлению в спектре поверхностных поляритонов дополнительных мод с нормальной или аномальной дисперсией, причем аномальной дисперсией обладает только тороидная мода. Тороидные моды могут быть радиационными, т.е. могут резонансно взаимодействовать с электромагнитной волной.

Однако на практике идентифицировать наблюдаемые спектральные линии сложно. Полученные здесь результаты дают возможность определить тороидную моду (средняя линия на рисунках) благодаря ее пересечению со световой линией в эксперименте по резонансному возбуждению поверхностных поляритонов. Как показано в работах [2,3], в рассмотренной системе диэлектрик — идеальный металл радиационные моды поверхностных поляритонов диэлектрика (верхняя и средняя ветви спектра) можно изучать путем их прямого резонансного взаимодействия со световой волной, не прибегая к обычно используемым методам нарушенного полного внутреннего отражения, комбинационного рассеяния и др. Такая возможность появляется вследствие того, что поверхностная поляритонная мода в рассматриваемой системе находится слева от световой прямой и, следовательно, волновой вектор поляритона  $k_x$  с частотой  $\omega$  меньше, чем волновой вектор  $k = \omega/c$  световой волны, распространяющейся параллельно поверхности вдоль оси X. При наклон-

ном падении электромагнитной волны под таким углом  $\theta$  к нормали, чтобы квазиимпульс вдоль оси X сохранялся, т.е. при  $k_x = (\omega/c) \sin \theta < \omega/c$ , электромагнитная волна может резонансно возбудить поверхностный поляритон.

То обстоятельство, что в отличие от электродипольных мод тороидная мода пересекает световую прямую, свидетельствует о возможности ее резонансного возбуждения не только при наклонном, но и при касательном падении световой волны. В эксперименте по резонансному возбуждению поверхностных поляритонов при увеличении угла падения от 0 до 90° спектральные электродипольные линии должны «погасать» и исчезать. Спектральные же линии тороидных поляритонов остаются и при касательном падении света. Это обстоятельство открывает возможность выделения тороидной поляритонной моды среди остальных.

1. *Поверхностные поляритоны*, В. М. Агранович, Д. Л. Милс (ред.), Наука, Москва (1985).
2. И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 876 (1998).
3. I. E. Chupis and D. A. Mamaluy, *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 1413 (2000).
4. Б. А. Волков, А. А. Горбачевич, Ю. В. Копаев, *ЖЭТФ* **86**, 1870 (1984).
5. В. М. Дубовик, Л. А. Тосунян, *ЭЧАЯ* **14**, 1193 (1983).
6. Б. А. Волков, А. А. Горбачевич, Ю. В. Копаев, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **81**, 1905 (1981).
7. А. А. Gorbachevich and Yu. V. Kopayev, *Ferroelectrics* **161**, 321 (1994).
8. Д. А. Санников, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 229 (1985).
9. Ю. В. Копаев, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **88**, 2244 (1985); *Письма в ЖЭТФ* **41**, 320 (1985).

### Manifestation of toroidal excitations in the polariton spectrum of an insulator at its boundary with a metal in electric field

I. E. Chupis

The influence of toroid excitations on the spectrum of surface polaritons of an insulator at its boundary with a metal in a constant electric field normal to the contact plane is investigated. It is shown that the toroid mode may be a radiant one with a normal or abnormal dispersion. In contrast to the electro-dipole mode the toroid mode crosses a light line and is resonantly excited by an electromagnetic wave propagating along the contact plane. This implies that the toroid mode in the polariton spectrum may be identified by changing the angle of incident of the electromagnetic wave.