Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 9, стр. 641 – 644 *5 ноября 1977 г.*

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ

В.М.Агранович, О.А.Дубовский

Обращается внимание на новый класс поверхностных электромагнитных волн, само существование которых обусловлено учетом пространственной дисперсии. Найден закон дисперсии таких поверхностных ре-решений для области контакта "правой" и "левой" модификаций кристаллов симметрии C_{2v} и D_{2d}.

Изучаемые ныне поверхностные поляритоны реализуются на границах раздела сред, у которых отличаются по знаку (для тех или иных частотных интервалов) их диэлектрические проницаемости (см., например, [1]; там же обсуждаются условия существования поверхностных волн в анизотропных кристаллах). Хотя пространственная дисперсия для упомянутых волн в некоторых случаях может привести к появлению добавочных решений [1], в целом ее роль в указанном случае, как правило, мало существенна.

Представляется, однако, интересным поиск таких сред и таких ситуаций, в которых само возникновение собственных поверхностных электромагнитных волн обусловлено только пространственной дисперсией тензора диэлектрической проницаемости. По-видимому наибольший интерес здесь может иметь обсуждение условий существования поверхностных поляритонов на границе раздела сред, у которых тензоры диэлектрической проницаемости различаются только при учете пространственной дисперсии. В частности, это может быть граница, разделяющая "правую" и "левую" модификации гиротропного кристалла (например, кварца) или же гиротропного жидкого кристалла, имеющего в некоторых условиях сосуществующие "правые" и "левые" фазы [2]. Ниже мы как раз и ограничимся обсуждением случая гиротропных сред при учете лишь линейных по волновому вектору $\mathbf{k}$ слагаемых в разложении тензора диэлектрической проницаемости.

При нахождении поверхностных волн будем использовать для полей условия на границе раздела, найденные в [3]. Будем считать, что "правая" ($a = \mathrm{I}$, $Z < 0$) и "левая" ($a = \mathrm{II}$, $Z > 0$) немагнитные среды разделяются плоскостью $z = 0$. Следуя [3], уравнение, связывающее электрическую индукцию $\mathbf{D}$ и напряженность $\mathbf{E}$ поля с частотой ω, в каждой из сред $a = \mathrm{I}, \mathrm{II}$ представим в виде

$$D_i^a(\mathbf{r}) = \epsilon_{ij} E_j^a - \tfrac{1}{2} e_{ijm} g_{ml}^a(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial x_l} E_j^a(\mathbf{r}) - \tfrac{1}{2} e_{ijm} \frac{\partial}{\partial x_l} [g_{ml}^a(\mathbf{r}) E_j^a(\mathbf{r})], \quad (1)$$

где $\epsilon_{ij}(\omega)$ – тензор диэлектрической проницаемости без учета пространственной дисперсии, $g_{ij}(\mathbf{r})$ – псевдотензор гирации, $g^{\mathrm{I}}_{ij} = - g^{\mathrm{II}}_{ij}$, e_{ijl} – полностью антисимметричный единичный псевдотензор. Поверхностные решения для полей, убывающих при $z \to \pm\infty$ и распространяющихся вдоль оси x, будем искать, как обычно, в виде

$$\begin{gathered} \mathbf{E}^a(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^a \exp(i\vec{\mathcal{K}}^a \mathbf{r}), \qquad \mathbf{H}^a(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^a \exp(i\vec{\mathcal{K}}^a \mathbf{r}), \\ \vec{\mathcal{K}}^a = (k, 0, k_3^a), \qquad \mathrm{Im} k_3^{\mathrm{I}} < 0, \quad \mathrm{Im} k_3^{\mathrm{II}} > 0. \end{gathered} \quad (2)$$

Вдали от границы тензор диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{ij}^a = \epsilon_{ij}^a(\omega) - i\, e_{ijm} g_{ml}^a \mathcal{K}_l^a, \qquad D_i^a = \epsilon_{ij}^a (\omega, \vec{\mathcal{K}}^a) E_j^a \quad (3)$$

и для полей (2), удовлетворяющие уравнениям Максвелла

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E}^a(\mathbf{r}) = i\frac{\omega}{c} \mathbf{H}^a(\mathbf{r}), \qquad \mathrm{rot}\,\mathbf{H}^a(\mathbf{r}) = -i\frac{\omega}{c} \mathbf{D}^a(\mathbf{r}) \quad (4)$$

можно получить граничные условия таким же путем, как это было сделано в [3] для объемных волн.

В качестве примера рассмотрим здесь кристаллы класса C_{2v} ромбической системы и одноосные кристаллы класса D_{2d} тетрагональной системы, где (фиксация кристаллографических осей такая же как в [4], оси второго порядка нормальны к границе раздела) тензоры гирации определяются только одним параметром (см. [4, 5]).

$$g^{a}_{ij} = g^{a}(e_{ij3})^2, \qquad g^{II} = -g^{I} \equiv g > 0 \qquad . \qquad (5)$$

и, кроме того, для одноосных кристаллов

$$\epsilon_{ij}(\omega) = \epsilon_i(\omega)\,\delta_{ij}, \quad \epsilon_1 = \epsilon_2 \equiv \epsilon_{\perp}, \quad \epsilon_3 \equiv \epsilon_{\parallel} .$$

Граничные условия при $z = 0$ для полей (2) имеют в этом случае следующий вид:

$$\epsilon_3 E^{I}_3 - igkE^{I}_1 = \epsilon_3 E^{II}_3 + igkE^{II}_1, \quad H^{I} = H^{II}, \quad E^{I}_{x,y} = E^{II}_{x,y}. \qquad (6)$$

Использование же уравнений Максвелла (4) приводит для каждой из сред I и II к линейным соотношениям между амплитудами полей (2). Элементарный анализ этих соотношений показывает, что им, а также условиям (6), удовлетворяют решения вида (2), для которых в обеих средах только величины E_z и H_y отличны от нуля, причем

$$\begin{aligned} &E^{I}_3 = E^{II}_3 \equiv E_3 \neq 0, && H^{I}_2 = H^{II}_2 = -\frac{kc}{\omega}E_3, \\ &D^{I}_1 = -D^{II}_1 = igkE_3; && D^{I}_2 = D^{II}_2 = 0, \\ &D^{I}_3 = D^{II}_3 = \epsilon_3 E_3, && k^{II}_3 = -k^{I}_3 = ig\left(\frac{\omega}{c}\right)^2. \end{aligned} \qquad (7)$$

Для найденных поверхностных волн закон дисперсии имеет вид

$$k^2 = (\omega^2/c^2)\,\epsilon_3(\omega) \qquad (8)$$

и, следовательно, отвечает области частот, где $\epsilon_3(\omega) > 0$.

Таким образом, найденная поверхностная волна поперечна, а ее закон дисперсии (8) не зависит от параметра пространственной дисперсии. В то же время этот параметр входит в соотношения между амплитудами полей, а также определяет скорость их убывания по мере роста $|z|$ (см. выражения для k_3). Интересно, что при $c \to \infty$, $k^{I,II}_3 \to 0$. Это означает, что найденное решение существует только при учете запаздывания. Их глубина проникновения $L = |k_3|^{-1} = c^2/\omega^2 g$ много больше постоянной решетки. В области частот, где $\epsilon_3(\omega) > 0$, вообще говоря, существуют также объемные электромагнитные волны. Однако, превращение обсуждаемых поверхностных волн в объемные может оказаться возможным только при учете процессов рассеяния, т.е. при выходе за рамки линейной электродинамики. Сравнивая спектры поверхностных и объемных волн ограничимся, ради простоты, случаем одноосных кристаллов. Кроме того, так как в упомянутых процессах превращения волн сохраняется только тангенциальная компонента волнового вектора, рассмотрим дисперсию объемных волн с волновым вектором $\mathcal{K} = (k, 0, k_3)$, где k_3 – вещественная величина. Для "обыкновенных" волн ($E_1 = E_3 = 0$, $E_2 \neq 0$) гиротропия не входит в соотношение (3). В этом случае закон дисперсии имеет обычный вид $k^2 + k^2_3 = (\omega^2/c^2)\,\epsilon_{\perp}(\omega)$. Спектр этих волн перекрывается со спектром поверхностных волн только при $\epsilon_{\perp}(\omega) >$

$> \epsilon_{\parallel}(\omega)$, однако процесс распада поверхностного поляритона запрещен из-за ортогональности полей.

Спектр "необыкновенных" волн ($E_2 = 0$, $E_1 \neq 0$, $E_3 = 0$) определяется соотношением

$$(\omega^2/c^2)\epsilon_{\perp}(\omega)\,\epsilon_{\parallel}(\omega) - \epsilon_{\parallel}(\omega)\,k_3^2 - \epsilon_{\perp}(\omega)\,k^2 = (\omega^2/c^2)g^2k^2.$$

Легко убедиться в том, что найденная из этого соотношения зависимость $\omega = \omega(k)$ не пересекается с законом дисперсии поверхностных волн $\omega_s = \omega_s(k)$ (полученным из (8)) ни при каком вещественном значении k_3.

Найденные поверхностные волны могут исследоваться обычными методами спектроскопии поверхностных поляритонов (методом НПВО, КРС и т.д., см. [1]). Так как эти волны могут иметь место и вдали от полос поглощения (т.е. при $\epsilon_{\parallel}(\omega) > 0$, $\epsilon_{\perp}(\omega) > 0$) их невозможно спутать с известными ранее.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 сентября 1977 г.

Литература

[1] В.М.Агранович. УФН, **115**, 119, 1975.

[2] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, **67**; 2357, 1974.

[3] Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ЖЭТФ, **61**, 1808, 1971; В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, **63**, 838, 1972; В.М.Агранович, В.И.Юдсон. Opt. Comm., **9**, 58, 1973; Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. Ж. прикладной спектроскопии, **20**, 677, 1974; U.Schlagheck. Z. Physik, **266**, 313, 1974.

[4] В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., изд. Наука, 1965.

[5] Ю.В.Денисов, В.А.Кизель, Е.П.Сухенко. ЖЭТФ, **71**, 678, 1976.