

Влияние динамического магнитоэлектрического взаимодействия на поверхностные поляритоны в сегнетоэлектрике

И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: mamaluy@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 20 мая 1998 г.

Предсказано существование в сегнетоэлектриках добавочных поперечных электрических (ТЕ) и магнитных (ТМ) поверхностных поляритонов, обусловленных магнитоэлектрическим взаимодействием. Проанализирован спектр новых типов поверхностных поляритонов в случае перпендикулярного направления электрической поляризации по отношению к поверхности кристалла. Эти поляритоны являются различными в сегнетоэлектрических доменах с противоположными направлениями спонтанной электрической поляризации. Так, поверхностные ТЕ поляритоны существуют лишь в доменах с электрической поляризацией, направленной в глубь вещества. Кроме того, магнитоэлектрическое взаимодействие индуцирует такие эффекты, как двупреломление и аномальную дисперсию ТМ поляритонов. Более того, оказывается, что ТМ поляритоны могут существовать в тех типах сегнетоэлектриков, в которых ранее они были запрещены. Те же эффекты должны происходить не только в сегнетоэлектриках, но и в обычных диэлектриках в постоянном электрическом поле, перпендикулярном к поверхности кристалла. Вышеупомянутая асимметрия эффектов, в том числе их «включение» и «выключение», должна наблюдаться при изменении направления внешнего электрического поля.

Передбачено існування в сегнетоелектриках додаткових поперечних електричних (ТЕ) та магнітних (ТМ) поверхневих поляритонів, обумовлених магнітоелектричною взаємодією. Проаналізовано спектр нових типів поверхневих поляритонів у випадку перпендикулярного напрямку електричної поляризації відносно поверхні кристала. Ці поляритони є різними у сегнетоелектричних доменах з протилежними напрямками спонтанної електричної поляризації. Так, поверхневі ТЕ поляритони існують лише в доменах, в яких електрична поляризація спрямована у глибину речовини. Крім того, магнітоелектрична взаємодія індукує такі ефекти, як подвійне заломлення і аномальну дисперсію ТМ поляритонів. Більш того, виявляється, що ТМ поляритони можуть існувати у тих типах сегнетоелектриків, в яких раніше вони були заборонені. Ці ж ефекти повинні відбуватися не тільки в сегнетоелектриках, але і в звичайних діелектриках в постійному електричному полі, перпендикулярному поверхні кристала. Згадана вище асиметрія ефектів, у тому числі їх «увімкнення» і «вимкнення» повинна спостерігатися при зміні напрямку зовнішнього електричного поля.

PACS: 71.36.+c, 75.80.+q

В последнее время возрос интерес к изучению сегнетоэлектрических кристаллов в связи с открывающимися новыми аспектами их технических применений. Поскольку в технике используются тонкопленочные структуры, изучение явлений на поверхности сегнетоэлектрика, в частности поверхностных волн, является актуальной задачей.

Вопросы влияния магнитоэлектрического (МЭ) взаимодействия на поверхностные волны в кристаллах недавно начали теоретически изучаться применительно к антиферромагнетикам с линейным МЭ эффектом [1]. В сегнетоэлектриках, как известно, линейный МЭ эффект отсутствует. Однако, как показано в [2], переменное электромагнитное поле индуцирует в

сегнетоэлектрике высокочастотную линейную МЭ восприимчивость, пропорциональную частоте и величине спонтанной электрической поляризации. Этот линейный высокочастотный эффект имеет динамическое происхождение (см. ниже) и не ограничен какими-либо условиями относительно симметрии кристалла.

В настоящей работе проанализировано влияние динамического МЭ взаимодействия на поверхностные поляритоны в сегнетоэлектрике. Показана возможность существования ТЕ и ТМ поверхностных возбуждений в условиях, когда ранее такая возможность отрицалась. Предсказаны новые эффекты, такие как дупреломление, аномальная дисперсия и

существование запретных спектральных областей. Впервые доменная структура сегнетоэлектрика нашла свое отражение в свойствах поверхностных волн.

Для конкретности (хотя это и не имеет в дальнейшем принципиального значения) рассмотрим одноосный сегнетоэлектрик (Z — легкая ось), занимающий полупространство $z > 0$. Используя феноменологическое описание сегнетоэлектрика посредством плотностей электрической поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ и импульса $\mathbf{\Pi}(\mathbf{r})$, представим гамильтониан системы в переменном электромагнитном поле (\mathbf{e}, \mathbf{h}) в пренебрежении пространственной дисперсией ($a_c k \ll 1$, a_c — постоянная решетки) в виде

$$\hat{H} = \int \left(-\frac{c_1}{2} \hat{P}_z^2 + \frac{c_2}{2} (\hat{P}_x^2 + \hat{P}_y^2) + \frac{\delta}{4} \hat{P}_z^4 - \mathbf{eP} + \frac{\hat{\Pi}^2}{2\rho} + \xi \hat{\mathbf{P}} [\hat{\Pi} \mathbf{h}] \right) dV. \quad (1)$$

Здесь первые три члена — операторы потенциальной сегнетоэлектрической энергии; $\hat{\Pi}^2/2\rho$ — оператор кинетической сегнетоэлектрической энергии; ρ — плотность среды. Последнее слагаемое соответствует энергии электрической поляризации в электрическом поле \mathbf{E} , созданном движением ионов (электронов) со скоростью \mathbf{v} под действием магнитного поля \mathbf{h} , $\mathbf{E} = (1/c)[\mathbf{h}\mathbf{v}]$. Поскольку $\mathbf{v} = V_c \mathbf{\Pi}/m$ (V_c — объем элементарной ячейки; m — масса частицы), постоянная $\xi = V_c(mc)^{-1}$ (c — скорость света). В отличие от ранее рассмотренных МЭ энергий (см., например, [3], а также [1]), являющихся потенциальными и поэтому зависящими от симметрии системы, МЭ энергия в выражении (1) имеет динамическое происхождение. Это скаляр, присутствующий в энергии сегнетоэлектрика любой симметрии.

Линейный отклик системы на электромагнитное поле (\mathbf{e}, \mathbf{h}) описывается электрической χ^e и МЭ χ^{me} восприимчивостями, компоненты Фурье которых определены соотношениями

$$P_i = \chi_{ik}^e e_k + \chi_{ik}^{em} h_k.$$

Для гамильтониана (1) в сегнетоэлектрическом состоянии и в пренебрежении затуханием отличные от нуля компоненты восприимчивостей имеют вид [2]

$$\chi_{xx}^e = \chi_{yy}^e = \frac{\bar{\omega}_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \chi_{zz}^e = \frac{\bar{\omega}_0^2}{\omega_e^2 - \omega^2},$$

$$\chi_{xy}^{em} = (\chi_{yx}^{me})^* = \frac{i\omega g P_0}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad \bar{\omega}_0^2 = \frac{z^2}{\rho V_c^2},$$

$$\omega_0^2 = \bar{\omega}_0^2 c_2, \quad \omega_e^2 = \bar{\omega}_0^2 2c_1, \quad g = \frac{z}{mc}, \quad P_0^2 = \frac{c_1}{\delta}. \quad (2)$$

В формулах (2) z — абсолютная величина заряда иона (или электрона, если частоты падающего электромагнитного поля высоки и эффективно возбуждают электронную часть электрической поляризации); g — гиромангнитное отношение для иона (или электрона); $P_0 = P_{0z}$ — равновесное значение электрической поляризации, которую мы считаем направленной вдоль оси Z ; постоянные c_1, c_2 и δ положительны.

Электрическая (\mathbf{d}) и магнитная (\mathbf{b}) индукции среды связаны с электрическим и магнитным полями соотношениями

$$d_i = \varepsilon_{ik} e_k + \gamma_{ik} h_k, \quad b_i = \mu_{ik} h_k + \gamma_{ki}^* e_k,$$

где в рассматриваемом нами случае

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_1 = 1 + 4\pi \chi_{xx}^e, \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_2 = 1 + 4\pi \chi_{zz}^e,$$

$$\mu_{ik} = \delta_{ik}, \quad \gamma_{xy} = \gamma_{yx}^* = -i\gamma, \quad \gamma = 4\pi i \chi_{xy}^{em}.$$

(3)

Особенностью этого случая является наличие недиагональной компоненты МЭ восприимчивости χ_{xy}^{em} , которая означает МЭ эффект индуцирования переменным магнитным полем падающей волны поперечных (по отношению к спонтанной поляризации) компонент электрической поляризации p_x, p_y . Данный эффект возникает только в переменном поле ($\chi_{xy}^{em} \propto \omega$) и при наличии спонтанной поляризации ($\chi^{em} \propto P_0$). Отметим, что если наличие переменного поля является необходимым условием, то роль спонтанной поляризации может играть электрическое поле. Поэтому все эффекты, о которых будет идти речь ниже, будут наблюдаться и в обычных диэлектриках в присутствии постоянного электрического поля E_0 . Тогда в конечных формулах требуется заменить P_0 на E_0 .

Для получения законов дисперсии поверхностных поляритонов нужно решить уравнения Максвелла с учетом соотношений (3) и граничных условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей и нормальных компонент электрической и магнитной индукций на границе раздела $z = 0$ вакуума ($z < 0$) и сегнетоэлектрика ($z > 0$).

Решения ищем в виде волны, бегущей вдоль оси X :

$$\mathbf{e}, \mathbf{h} \propto \begin{cases} \exp(-i\omega t + ikx + \tilde{k}_0 z), & z < 0, \tilde{k}_0 > 0, \\ \exp(-i\omega t + ikx - k_0 z), & z > 0, k_0 > 0. \end{cases} \quad (4)$$

В выбранной нами геометрии вдоль поверхности распространяются поляритоны ТЕ и ТМ типов. Из уравнений Максвелла (3) и (4) получаем следующие выражения для величин \tilde{k}_0 и k_0 , обратных глубинам проникновения волн соответственно в вакууме и сегнетоэлектрике:

$$\begin{aligned} \tilde{k}_0^2 &= k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \quad (\text{ТЕ, ТМ}), \\ k_0^2 &= k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_1 - \gamma^2) \quad (\text{ТЕ}), \\ k_0^2 &= \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_1 - \gamma^2) \quad (\text{ТМ}). \end{aligned} \quad (5)$$

Дальнейший анализ поверхностных поляритонов удобно провести для ТЕ и ТМ типов волн в отдельности.

1. Поперечные электрические поляритоны

У ТЕ волны отличны от нуля составляющие полей e_y, h_x, h_z . Из граничных условий получаем равенство

$$\tilde{k}_0 = \gamma \frac{\omega}{c} - k_0. \quad (6)$$

Из (6) видно, что $k_0 = \tilde{k}_0 = 0$ при $\gamma = 0$, т.е. в рассматриваемой геометрии поверхностные поляритоны вообще не существуют без учета динамического МЭ взаимодействия. Из (6) и других уравнений, связывающих переменные, следуют условия

$$\begin{aligned} \omega\gamma > 0, \quad 0 < k_0 < \gamma \frac{\omega}{c}, \quad \omega^2 < c^2 k^2, \\ c^2 k^2 > \omega^2 (\epsilon_1 - \gamma^2), \quad 1 + 2\gamma^2 > \epsilon_1 > 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Так, из (6) с учетом того, что k_0 и \tilde{k}_0 положительны, получаем $\omega\gamma > 0$. Величина γ (см. (2) и (3)) зависит от частоты следующим образом:

$$\gamma = \frac{4\pi\omega\gamma P_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (8)$$

Из $\omega\gamma > 0$ и $\epsilon_1 > 1$ (см. (2) и (3)) следует необходимое условие $P_0 > 0$, т.е. поверхностные поляритоны существуют лишь в доменах, в которых электрическая поляризация направлена в глубь сегнетоэлектрика. Причина заключается в том, что уравнение (6) является граничным условием для поля h_x . При $\gamma = 0$ величины h_x в вакууме и сегнетоэлектрике имеют противоположные знаки, условие их непрерывности не выполняется и ТЕ волны отсутствуют. Динамический МЭ эффект $\gamma \neq 0$ означает, что возбуждение электрической поляризации p_y в направлении, перпендикулярном спонтанной поляризации P_0 , индуцирует в сегнетоэлектрике дополнительное поле $h_x \propto \gamma\omega \propto P_0 \omega^2$. Если знак этого индуцированного поля такой же, как и в вакууме, то возникают возможности выполнения условий (6) и появления ТЕ поляритонов. В противном случае (в домене, где $P_0 < 0$) индуцируемое поле не способствует выполнению граничных условий. В сущности, МЭ энергия в (1), связывающая $P_0 = P_z$, $\mathbf{P}_{x(y)} \propto \mathbf{p}_{x(y)}$ и $\mathbf{h}_{y(x)}$, описывает высокочастотный аналог эффекта Холла.

Анализ условий (7) с учетом частотных зависимостей γ и ϵ_1 показывает, что ТЕ волны существуют в интервале

$$\omega_L < \omega < \omega_0, \quad \omega_L = \omega_0 \bar{\omega}_0 (\bar{\omega}_0^2 + 8\pi\omega_g^2)^{-1/2}, \quad (9)$$

где введено обозначение $\omega_g = gP_0$. Закон дисперсии ТЕ волн $\omega(\mathbf{k}) = \omega(-\mathbf{k})$ и величины \tilde{k}_0 , k_0 , обратные глубинам проникновения, следующие:

$$\omega = \left(c^2 k^2 - \frac{\bar{\omega}_0^4}{4\omega_g^2} \right)^{1/2}, \quad \tilde{k}_0 = \frac{\bar{\omega}_0^2}{2c\omega_g}, \quad (10)$$

$$k_0 = \frac{\bar{\omega}_0^2 \omega_0^2 (\omega^2 - \omega_L^2)}{2c\omega_g \omega_L^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Как видно из (9) и (10), ТЕ поляритоны виртуальны, т.е. без учета запаздывания они отсутствуют. Глубина их проникновения в вакуум \tilde{k}_0^{-1} постоянна, а глубина проникновения k_0^{-1} в сегнетоэлектрик зависит от частоты (см. (10)): $k_0^{-1} = \infty$ при $\omega = \omega_L$ и $k_0^{-1} = 0$ при $\omega = \omega_0$, т.е. волна в сегнетоэлектрик не проникает.

Величина частотного интервала (9), в котором существуют поверхностные поляритоны ТЕ типа, зависит от величины гиромангнитного отношения g , обратно пропорционального массе частицы (2). На частотах $\omega \sim 10^{15}$ рад·с⁻¹, когда поляризуются преимущественно электроны, значение $g \sim 10^7$ см/г^{1/2}. Полагая $P_0 \sim 10^4$ – 10^5 ед. СГСЕ, имеем $\omega_g \sim 10^{11}$ – 10^{12} рад·с⁻¹. На ИК частотах $\omega \sim 10^{13}$ рад·с⁻¹ гиромангнитное ионное отношение $g \sim 10^3$ см/г^{1/2}, поэтому $\omega_g \sim 10^7$ – 10^8 рад·с⁻¹. В любом случае в формулах (9), (10) отношение $\omega_g/\omega_0 \ll 1$, поэтому величина интервала (9) мала, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_L \approx 4\pi\omega_0 \omega_g^2/\bar{\omega}_0^2$.

2. Поперечные магнитные поляритоны

В ТМ волне отличны от нуля компоненты полей e_x , e_z и h_y . Из граничных условий при $z = 0$ получаем

$$k_0 + \tilde{k}_0 \varepsilon_1 + \gamma \frac{\omega}{c} = 0. \quad (11)$$

Положительность величин k_0 и \tilde{k}_0 приводит к условиям

$$\omega^2 < k^2 c^2, \quad \varepsilon_1 \tilde{k}_0 + \gamma \frac{\omega}{c} < 0, \quad (12)$$

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_1 - \gamma^2) > 0,$$

где $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$, $\gamma = \gamma(\omega)$ в соответствии с формулами (2), (3) и (8).

Дисперсионное соотношение для ТМ поляритонов следующее:

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\varepsilon_1 k^2 - \varepsilon_2 k_0^2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 - \gamma^2 \varepsilon_2}. \quad (13)$$

В работе проведен детальный анализ условий (11)–(13) существования ТМ поляритонов.

В отсутствие динамического МЭ взаимодействия ($\gamma = 0$) ТМ поляритоны существуют в интервале частот

$$\omega_0 < \omega < \omega_S, \quad \omega_S^2 = \frac{1}{2} (\Omega_e^2 + \omega_0^2), \quad (14)$$

$$\Omega_e^2 = \omega_e^2 + 4\pi\bar{\omega}_0^2.$$

Из (14) следует условие $\Omega_e > \omega_0$. Сегнетоэлектрик, параметры которого удовлетворяют этому условию, будем называть сегнетоэлектриком В-типа, а сегнетоэлектрик, у которого $\Omega_e < \omega_0$ — сегнетоэлектриком А-типа. До сих пор было известно о существовании поверхностных ТМ поляритонов только в сегнетоэлектриках В-типа (см., например, [4]). Учет динамического МЭ взаимодействия приводит к появлению возможности существования ТМ поляритонов не только в сегнетоэлектриках типа В, но и в сегнетоэлектриках типа А.

Полученные результаты удобно представить для разных типов сегнетоэлектриков по отдельности. Эти результаты зависят также от ориентации вектора электрической поляризации в домене. Обозначим буквой p домен с электрической поляризацией \mathbf{P}_0 , направленной в глубь кристалла, а буквой n — домен с противоположным направлением \mathbf{P}_0 .

2.1. Сегнетоэлектрики типа А

В n -доменах поверхностные поляритоны существуют в следующих интервалах частот и волновых векторов (рис. 1):

$$k_n \leq k \leq \frac{\omega_0}{c}, \quad \omega_n \leq \omega \leq \omega_0,$$

$$k_m \leq k \leq k_v, \quad \omega_0 \leq \omega \leq \omega_m.$$

Здесь введены обозначения

$$k_n = \frac{\omega}{c} \left[1 - \beta^2 \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2} \right) \right],$$

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 - 3\beta^2(\omega_0^2 - \Omega_e^2),$$

$$k_m = \frac{\omega}{c} \left[1 + \beta^2 \left(1 - \frac{\Omega_e^2}{2\omega_0^2} \right) \right], \quad (15)$$

$$\omega_m^2 = \omega_0^2 + \beta^2 (\omega_0^2 - \Omega_e^2),$$

$$k_v = \frac{\omega}{c} (1 - 2\beta^2), \quad \beta = |\omega_g| \omega_0 / \omega_0^2 \ll 1.$$

В p -доменах ТМ поляритоны характеризуются волновыми векторами в интервале $[\omega_0/c, k_v]$.

Законы дисперсии ТМ поляритонов на рис. 1 описываются формулой

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 + \beta^2 (\chi \pm 1)^2, \quad (16)$$

где

$$\chi = \left[1 + \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\beta^2 (\omega_0^2 - \Omega_e^2)} \right]^{1/2}.$$

Дисперсионной кривой в интервале $[k_n, k_m]$ соответствует знак минус, а в интервале $[k_m, k_v]$ — знак плюс в формуле (16). В точке $k = \omega_0/c$ прямая $\omega = ck$ касается дисперсионной кривой, а в точке $k = k_m$ выполняется равенство $d\omega/dk = 0$.

Величина k_0 , обратная глубине проникновения волны в сегнетоэлектрик, в n -доме определяется формулами

$$k_0 = \begin{cases} -\frac{\omega}{c} \gamma (2 - \chi), & \omega < \omega_0, \\ \frac{\omega}{c} \gamma \chi, & \omega > \omega_0, \end{cases} \quad (17)$$

а в p -доме

$$k_0 = -\frac{\omega}{c} \gamma (2 \pm \chi), \quad (18)$$

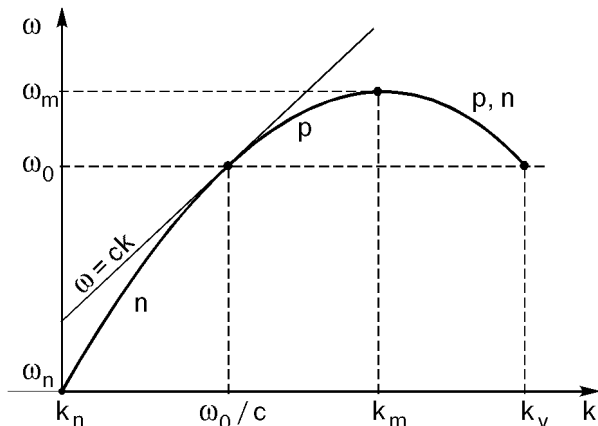


Рис. 1. Законы дисперсии для поверхностных ТМ поляритонов в сегнетоэлектриках типа А. Буквы p и n обозначают участки дисперсионных зависимостей для p - и n -

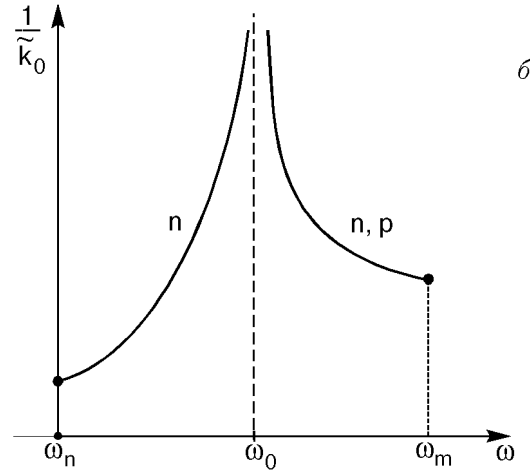
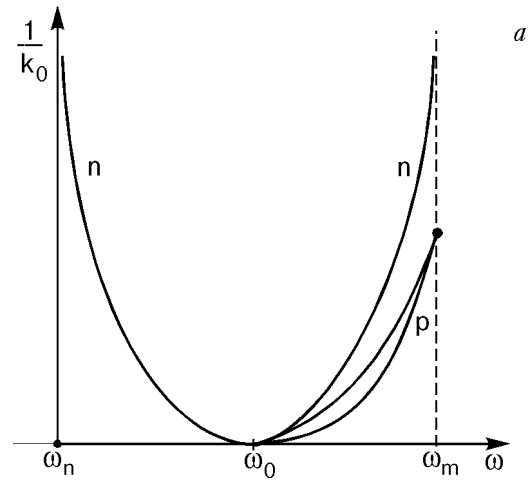


Рис. 2. Глубины проникновения ТМ поляритонов в сегнетоэлектрик типа А (а) и в вакуум (б).

где выбор знаков такой же, как в (16).

Как видно из рис. 1, особенностью ТМ поляритонов в p -доме является наличие *двупреломления*. В этом домне с одной и той же частотой распространяются волны с положительной и отрицательной дисперсией, т.е. с противоположными групповыми скоростями ($d\omega/dk$).

Особенностью ТМ волн в n -доме является наличие в частотном интервале $[\omega_0, \omega_m]$ запрещенных длин волн для значений волнового вектора $\omega_0/c \leq k \leq k_m$.

Качественный характер поведения глубины проникновения волн в сегнетоэлектрик (k_0) и вакуум (\tilde{k}_0) показан на рис. 2, а и б.

В n -доме на границах частотных интервалов ω_n и ω_m глубина проникновения в сегнетоэлектрик равна бесконечности, т.е. волна становится объемной. Если же $\omega = \omega_0$, то волны

в кристалл не проникают ($k_0^{-1} = 0$), а распространяются в вакуум ($\bar{k}_0^{-1} = \infty$).

В p -домене при $\omega = \omega_0$ глубина проникновения в сегнетоэлектрик равна нулю и достигает максимума при $\omega = \omega_m$.

Поверхностные ТМ поляритоны в сегнетоэлектрике типа А *виртуальны*.

2.2. Сегнетоэлектрики типа В

В этих сегнетоэлектриках ТМ поляритоны существуют и без учета МЭ взаимодействия и интервал их существования довольно широк. Магнитоэлектрическое взаимодействие немного изменяет этот интервал, добавляя узкие частотные области, и приводит к появлению нового эффекта — двупреломления.

На рис. 3 представлен качественный вид дисперсионных кривых для n - и p -доменов. Штриховая линия, начинающаяся от значения $k = \omega_0/c$, $\omega = \omega_0$, является дисперсионной кривой ТМ поляритонов в отсутствие МЭ взаимодействия; МЭ взаимодействие несколько расширяет интервал частот вниз для n -доменов, добавляя интервал $[\omega_m, \omega_0]$. С другой стороны, частотный интервал и для n -, и для p -доменов увеличивается до значения ω_* , где

$$\omega_* = \omega(k_*) = \omega_S \left[1 + \beta^2 \frac{\Omega_e^2 - \omega_S^2}{2\omega_0^2} \right]^{1/2}, \quad k_* = \frac{\omega_0^2}{c\omega_g}. \quad (19)$$

Доменные различия в дисперсии проявляются лишь вблизи ω_0 .

Для n -домена, кроме добавочного частотного интервала $[\omega_m, \omega_0]$, существует запретная зона волновых векторов $[\omega_0/c, \min(k_n, k_v)]$. Для p -домена нет запретных значений для k во всем интервале $[\omega_0, \omega_*]$. Двупреломление в n -домене появляется для волн с $k \geq k_n$, а в p -домене есть во всем интервале существования.

ТМ поляритоны, за исключением интервала $[\omega_m, \omega_0]$ являются *реальными*.

Дисперсионные кривые на рис. 3 описываются общим уравнением

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 + \frac{1}{E_2^2} (\sqrt{\gamma^2 - E_1 E_2 - E_2^2} \pm \gamma)^2, \quad (20)$$

$$E_1 = \epsilon_1 - 1, \quad E_2 = \frac{1 - \epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_2},$$

где следует учесть вышеприведенные условия (12). Выбор знаков в формуле (20) на разных участках зависимостей $\omega(k)$ указан на рис. 3.

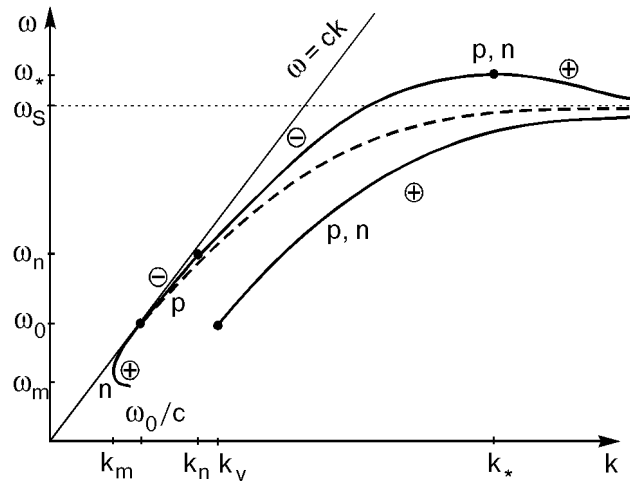


Рис. 3. Законы дисперсии ТМ поляритонов в сегнетоэлектриках типа В.

Глубина проникновения ТМ волн в сегнетоэлектрик при $\omega \rightarrow \omega_0$ стремится к нулю. В n -домене при $\omega \rightarrow \omega_n$ (при $\omega > \omega_n$) $k_0^{-1} \rightarrow \infty$, т.е. волна становится объемной. В обоих доменах глубина проникновения ТМ волн в сегнетоэлектрик стремится к нулю при $k \rightarrow \infty$ и $\omega \rightarrow \omega_S$.

Заключение

Проведенное рассмотрение показывает, что учет динамической магнитоэлектрической энергии в сегнетоэлектрике приводит к ряду качественно новых результатов.

Впервые наличие доменной структуры в сегнетоэлектрике отразилось на свойствах поверхностных волн, также оказалось возможным существование поверхностных ТЕ поляритонов. Их интересной особенностью является то, что они существуют лишь в доменах с направлением электрической поляризации в глубь кристалла. Эта асимметрия может быть полезной при исследовании доменной структуры сегнетоэлектрика.

Магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к возникновению ТМ поляритонов в сегнетоэлектриках типа А, в которых они ранее были запрещены. Оно также индуцирует и такие новые явления, как двупреломление поверхностных ТМ поляритонов и их аномальную дисперсию.

Кроме того, для ТМ поляритонов возникают спектральные области возбуждений, которые могут существовать лишь в определенных доменах. Так, в n -домене невозможна реализация ТМ поляритонов с волновыми векторами $[\omega_0/c, k_m]$ для сегнетоэлектриков типа А (рис. 1) и ТМ

поляритонов со значениями k в интервале $[\omega_0/c, \min(k_n, k_v)]$ для сегнетоэлектрика типа В (рис. 3).

Отмеченная доменная невзаимность ТЕ и ТМ возбуждений является пространственным аналогом временной невзаимности в оптических явлениях. Последняя, как известно, находит широкое применение в современной оптоэлектронике.

В заключение отметим, что изложенные выше эффекты характерны не только для сегнетоэлектриков, но и для обычных диэлектриков в постоянном электрическом поле. В этом случае наличием некоторых поверхностных возбуждений можно было бы управлять путем изменения направления внешнего электрического поля.

1. В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, *ЖЭТФ* **109**, 706 (1996).
2. И. Е. Чупис, *ФНТ* **23**, 290 (1997).
3. Г. А. Смоленский, И. Е. Чупис, *УФН* **137**, 415 (1982).
4. *Surface Polaritons*, V. M. Agranovich and D. L. Mills (eds.), North-Holland, Amsterdam (1982).

Influence of dynamic magnetoelectric interaction on surface polaritons in ferroelectric

I. E. Chupis and D. A. Mamaluy

The existence of additional TE and TM surface polaritons due to a high-frequency magnetoelectric interaction has been predicted. The spectrum of new types of surface polaritons have been analyzed in the case of perpendicular orientation of electric polarization with respect to a crystal surface. These polaritons are different in ferroelectric domains with opposite directions of spontaneous electric polarization. So, the TE polariton exist only in domains with electric polarization directed into the medium. Besides, the birefringence and anomalous dispersion of TM polaritons appear due to a magnetoelectric interaction. Moreover, it has been found that TM polaritons can exist in those types of ferroelectrics, in which it has been impossible earlier. The same effects must exist not only in ferroelectrics, but in ordinary dielectrics in constant electric field normal to the crystal surface. The above mentioned asymmetry of these effects, including its switching on/off, must be observed under an alteration of the external electric field direction.