

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ МЕЖДУ ДОМЕНАМИ

Г. Х. Китаева, С. П. Кулик, А. Н. Пенин

Исследуются условия существования и наблюдения в толще полидоменного сегнетоэлектрического кристалла поляритонов поверхностного типа, локализованных на плоской доменной стенке. Получена система уравнений, описывающих дисперсионные и поляризационные свойства поляритонов на границе между доменами симметрии $mm2$. В пренебрежение мнимой частью тензора диэлектрической проницаемости ϵ кристалла определены соотношения между главными значениями ϵ , необходимые для существования поверхностных поляритонов. Рассчитаны кривые дисперсии волнового вектора и коэффициентов затухания поляритонов для различных частотных зависимостей главных значений ϵ . Анализируется изменение величины волнового вектора поверхностного возбуждения в зависимости от ориентации в пространстве.

Наличие в среде пространственной неоднородности оптических свойств может приводить к появлению новых типов собственных электромагнитных волн, локализованных на неоднородностях и связанных с электронными или решеточными состояниями. Возникновение новых собственных состояний в свою очередь изменяет дисперсионные характеристики среды в окрестности частот электронных и решеточных колебаний, влияет на процессы распространения и рассеяния электромагнитных волн.

В общем случае рассмотрение влияния неоднородностей на оптические свойства конденсированной среды представляет сложную задачу. К настоящему времени проведено рассмотрение ряда частных случаев для неоднородностей заданного типа. Так, например, достаточно подробно определены условия существования, дисперсионные и поляризационные свойства поверхностных поляритонов на границе раздела двух различных по составу сред [1]. При этом исследовались границы, образованные изотропными материалами либо кристаллами с невысокой степенью анизотропии [2-5]. Влияние анизотропии двусосного кристалла рассматривалось только при расчете поляритонов на границе с вакуумом кристалла со специальным видом тензора ϵ [6].

В настоящей работе исследуются собственные состояния на границе, образованной двумя сегнетоэлектрическими доменами. При этом по обе стороны границы находится вещество с одним и тем же составом. Скачок испытывает только ориентация элементов симметрии. При достаточно высокой степени анизотропии соседних доменов изменение ориентации приводит и к изменению действующих значений оптических характеристик среды для фиксированного направления.

Рассматриваемый случай представляет интерес как с точки зрения изучения полидоменных и двойниковых структур, свойств доменных границ, так и с точки зрения общих вопросов распространения волн в неоднородных средах. Впервые исследуется неоднородность чисто ориентационного типа.

В качестве конкретной модели рассматривалась граница между двумя доменами симметрии $mm2$. Подобная ситуация реализуется, например, в сегнетоэлектрической фазе кристалла дигидрофосфата калия. На рис. 1

введена рабочая система координат и показана ее ориентация по отношению к элементам симметрии доменов. Вектор спонтанной поляризации каждого домена совпадает по направлению с кристаллографической осью Z , лежащей в плоскости доменной стенки S . При переходе из одного домена в другой направление спонтанной поляризации меняется на 180° . Одновременно происходит замена осей X и Y одного домена на оси Y и X в другом домене. След плоскости S на плоскости XU образует угол 45° с осями.

В дальнейшем предполагается, что никаких скачков диэлектрической проницаемости внутри пограничного слоя нет и имеет место лишь зеркально-симметричное отображение объемного тензора $\hat{\epsilon}$ одного домена в объемный тензор другого.

Оси рабочей системы координат $X_{||}$, X_{\perp} , X_n , общей для обоих доменов, ориентированы следующим образом: ось $X_{||}$ направлена вдоль проекций волновых векторов поляритонов на плоскость раздела S ; согласно граничным условиям, эти проекции слева и справа сов-

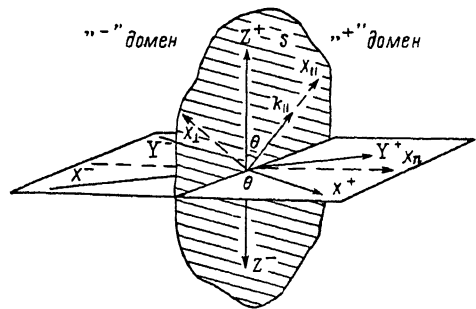


Рис. 1. Ориентация кристаллографических осей X^- , Y^- , Z^- «-»-домена и осей X^+ , Y^+ , Z^+ соседнего «+»-домена, осей $X_{||}$, X_{\perp} , X_n рабочей системы координат, связанной с направлением проекции волнового вектора поляритона на плоскость раздела S (S заштрихована).

падают; ось X_{\perp} лежит в плоскости S и перпендикулярна $X_{||}$; ось X_n перпендикулярна S .

В каждом домене нормальные электромагнитные волны с напряженностью электрического поля $E^{\pm} = A^{\pm} \exp [i(\mathbf{k}^{\pm} \mathbf{r} - \omega t)]$ (индексы «+» и «-» здесь и далее означают принадлежность к тому или иному домену: домен, занимающий левую полушарность на рис. 1, условно обозначен «-», а правую «+») удовлетворяют однородным уравнениям Максвелла. Компоненты амплитуд A_j и волновых векторов k_j связаны однородными системами уравнений

$$\sum_{j=1}^3 (\epsilon_{ij}^{\pm} \omega^2 / c^2 - k^{\pm 2} \delta_{ij} + k_i^{\pm} k_j^{\pm}) A_j^{\pm} = 0 \quad (1)$$

($i=1, 2, 3$), имеющими нетривиальные решения при равенстве нулю определителя

$$\det [\epsilon_{ij}^{\pm} \omega^2 / c^2 - k^{\pm 2} \delta_{ij} + k_i^{\pm} k_j^{\pm}] = 0. \quad (2)$$

Проекции векторов k^{\pm} на S совпадают, $k_{||}^+ = k_{||}^- \equiv k_{||}$; проекции на X_n — k_n^+ и k_n^- в общем случае не равны между собой. Связь между компонентами волновых векторов в каждом домене определяется дисперсионными уравнениями (2). В рабочей системе координат условия (2) приобретают вид

$$(k_{||}^{\pm})^4 + a_1^{\pm} (k_{||}^{\pm})^3 + a_2 (k_{||}^{\pm})^2 + a_3^{\pm} k_{||}^{\pm} + a_4 = 0. \quad (3)$$

Коэффициенты при четных степенях $k_{||}^+$ и $k_{||}^-$ одинаковы

$$a_2 = k_{||}^2 (\cos^2 \theta \epsilon_z / \epsilon_{\perp} + 1 + \sin^2 \theta) - \epsilon_{\perp} \omega^2 / c^2 (1 - \delta^2 + \epsilon_z / \epsilon_{\perp}),$$

$$a_4 = k_{||}^4 (\cos^2 \theta \epsilon_z / \epsilon_{\perp} + \sin^2 \theta) - \epsilon_{\perp} \omega^2 / c^2 k_{||}^2 \times$$

$$\times [(1 - \delta^2) \sin^2 \theta + (1 + \cos^2 \theta) \epsilon_z / \epsilon_{\perp}] + \epsilon_z \epsilon_{\perp} (1 - \delta^2) \omega^4 / c^4,$$

а коэффициенты при нечетных степенях имеют разный знак

$$a_1^+ = 2k_{||} \delta \sin \theta, \quad a_1^- = -a_1^+, \quad a_3^{\pm} = a_1^{\pm} (k_{||}^2 - \epsilon_z \omega^2 / c^2),$$

$$\delta = (\epsilon_x - \epsilon_y) / (\epsilon_x + \epsilon_y), \quad \epsilon_{\perp} = (\epsilon_x + \epsilon_y) / 2,$$

θ — угол между z^+ и k_1 ; $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ — главные значения диэлектрической проницаемости монокристалла на частоте ω .

В случае изотропных граничащих сред условия (3) сводятся к явному виду

$$(k_n^\pm)^2 = \epsilon \omega^2 / c^2 - k_{||}^2,$$

для одноосного кристалла при $\epsilon_x = \epsilon_y$ — к биквадратным относительно k_n^\pm уравнениям, имеющим также простые решения в явной форме. При сделанных выше предположениях о чисто ориентационном характере границы и в том, и в другом случаях домены становятся оптически неразличимыми, $k_n^+ = k_n^-$. Среда становится оптически однородной. Поверхностные поляритоны возможны только на границах двусных доменов.

Анализ соотношений (3) позволяет сделать некоторые общие выводы без получения явных зависимостей $k_n^\pm(k_1, \theta, \omega)$ для двусных кристаллов.

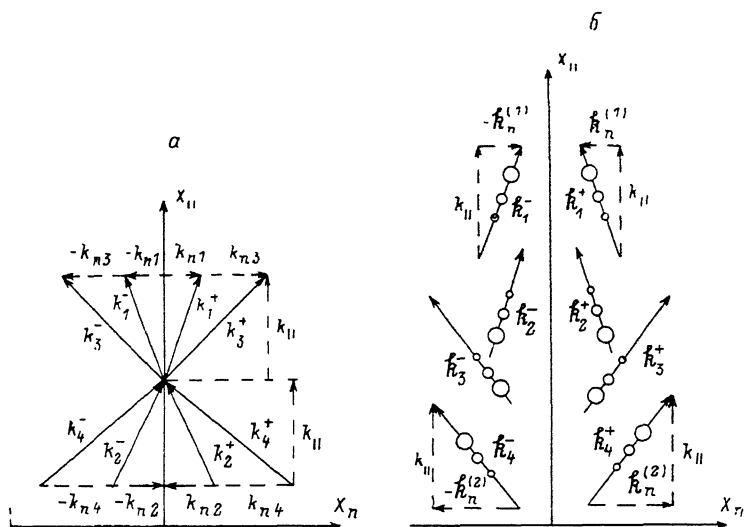


Рис. 2. Схематическое изображение волновых векторов поляритонов, имеющих одну и ту же проекцию $k_{||}$ на плоскость доменной стенки.

a — поперечные составляющие $k_{n\mu}$ действительны (незатухающие в объеме волны), b — проекции $k_{n\mu}$ комплексны, $k_{n\mu} = k_n^{(\nu)} \pm i\alpha^{(\nu)}$ (волны затухают по мере удаления от стенок или приближения к стенкам доменов, затухание условно обозначено уменьшением кружка).

1) Угол отражения волны от границы двух доменов не равен углу падения, а совпадает с углом преломления во втором домене. Последний факт объясняется тем, что тензоры $\hat{\epsilon}^-$ и $\hat{\epsilon}^+$ связаны преобразованием зеркальной симметрии. Каждое из уравнений (3) для обоих граничащих доменов имеет по 4 корня $k_{n\mu}^\pm$ (здесь $\mu = 1, 2, 3, 4$ в соответствии с рис. 2), причем выполняется условие $k_{n\mu}^+ = -k_{n\mu}^-$.

2) При выбранной симметрии сегнетоэлектрика и рассматриваемой ориентации доменных стенок не могут реализоваться условия полного внутреннего отражения. Проекция волнового вектора на ось X_n — k_n^+ преломленной волны будет иметь действительную величину всегда, когда проекция k_n^- отраженной волны действительна. Отсюда следует, что в рассматриваемом случае не может быть волноводных возбуждений внутри доменов.

3) Возможно существование собственных состояний поверхностного типа, локализованных на междоменной границе. Амплитуды таких поверхностных поляритонов должны уменьшаться по мере удаления от границы в глубь доменов.

Если мнимой частью диэлектрической проницаемости пренебречь, коэффициенты в (3) вещественны, а комплексные корни уравнений, описывающие поверхностные возбуждения, группируются комплексно-сопряженными парами. В каждом из доменов могут существовать две или

четыре поверхностные волны с одной и той же проекцией k_{\parallel} . В последнем случае комплексные корни (3) имеют вид

$$\begin{aligned} k_{n1}^+ &= k_n^{(1)} + i\alpha^{(1)}, & k_{n1}^- &= -k_n^{(1)} - i\alpha^{(1)}, \\ k_{n2}^+ &= k_n^{(1)} - i\alpha^{(1)}, & k_{n2}^- &= -k_n^{(1)} + i\alpha^{(1)}, \\ k_{n3}^+ &= k_n^{(2)} + i\alpha^{(2)}, & k_{n3}^- &= -k_n^{(2)} - i\alpha^{(2)}, \\ k_{n4}^+ &= k_n^{(2)} - i\alpha^{(2)}, & k_{n4}^- &= -k_n^{(2)} + i\alpha^{(2)}. \end{aligned}$$

Волны с векторами k_{n1}^-, k_{n2}^- и k_{n3}^-, k_{n4}^- (k_{n1}^+, k_{n2}^+ и k_{n3}^+, k_{n4}^+ для правого домена) имеют попарно одну и ту же величину и направление фазовой скорости, определяемой действительной частью волнового вектора. В соседних доменах направления фазовых скоростей симметричны относительно доменной стенки. Из-за анизотропии доменов направление распространения фазового фронта не совпадает с направлением потока энергии и не лежит в плоскости раздела. Спадение интенсивности, определяемое коэффициентами $\alpha^{(1, 2)}$, для волн с индексами «1» и «3» имеет место по мере удаления от границы, для волн с индексами «2» и «4» — при приближении к ней (рис. 2).

В общем случае напряженность электрического поля гармонической волны частоты ω в каждом домене может быть представлена суперпозицией четырех нормальных волн

$$E_j^{\pm} = \sum_{\mu=1}^4 A_{j\mu}^{\pm} \exp [i(k_{\mu}^{\pm} r - \omega t)], \quad j = \parallel, \perp, n.$$

Волновые векторы k_{μ}^{\pm} , компоненты амплитуд $A_{j\mu}^{\pm}$ (для каждого фиксированного индекса μ) связаны линейными соотношениями (1). Из (1) следует, что $A_{j\mu}^{\pm} = M_{\pm\mu} A_{\parallel\mu}^{\pm}$, $A_{n\mu}^{\pm} = \pm M_{n\mu} A_{\parallel\mu}^{\pm}$,

$$M_{\pm\mu} = + \frac{\cos \theta}{D_{\mu}} \frac{\omega^2}{c^2} \left[\delta_{\varepsilon_{\perp}} \left(k_{n\mu}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_x \right) - k_{n\mu}^+ k_{\parallel} \sin \theta (\varepsilon_x - \varepsilon_{\perp}) \right],$$

$$M_{n\mu} = - \frac{1}{D_{\mu}} \left\{ (k_{\mu}^+ k_{n\mu}^+)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} [k_{\parallel}^2 (\varepsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \varepsilon_x \cos^2 \theta) + k_{n\mu}^2 (\varepsilon_x + \varepsilon_{\perp})] + \frac{\omega^4}{c^4} \varepsilon_{\perp} \varepsilon_x \right\},$$

$$D_{\mu} = \frac{\omega^4}{c^4} \delta_{\varepsilon_{\perp}} \varepsilon_x \sin \theta + \frac{\omega^2}{c^2} [k_{\parallel} k_{n\mu}^+ (\varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \varepsilon_x \sin^2 \theta) - \delta_{\varepsilon_{\perp}} \sin \theta k_{\mu}^{\pm 2}] - k_{\parallel} k_{n\mu}^+ k_{\mu}^2. \quad (4)$$

Уравнения Максвелла определяют связь между компонентами напряженности поля и волновых векторов внутри каждого домена. Наряду с этим должны быть учтены граничные условия, устанавливающие соотношение между характеристиками волн в двух различных доменах, граничащих между собой. Система граничных условий $E_{\perp}^+ = E_{\perp}^-$, $E_{\parallel}^+ = E_{\parallel}^-$, $\text{rot } E^+ = \text{rot } E^-$ с учетом линейных связей между компонентами $A_{\pm\mu}^{\pm}$, $A_{n\mu}^{\pm}$ и $A_{\parallel\mu}^{\pm}$ может быть сведена к виду

$$\hat{D}^+ A_+ = \hat{D}^- A_-, \quad (5)$$

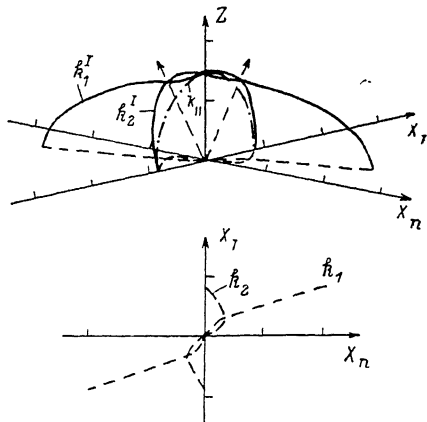
где A_+ — столбец, состоящий из четырех компонент $A_{\parallel\mu}^+$; A_- — столбец из четырех $A_{\parallel\mu}^-$; матрицы \hat{D}^+ и \hat{D}^- равны соответственно

$$\hat{D}^{\pm} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ k_{n1}^{\pm} M_{11} & k_{n2}^{\pm} M_{12} & k_{n3}^{\pm} M_{13} & k_{n4}^{\pm} M_{14} \\ Q_1^{\pm} & Q_2^{\pm} & Q_3^{\pm} & Q_4^{\pm} \end{pmatrix},$$

$$Q_{\mu}^{\pm} = k_{n\mu}^{\pm} \mp k_{\parallel} M_{n\mu}.$$

Поверхностные волны — собственные состояния поля на изолированной доменной стенке — представляют собой решения системы граничных условий (5), причем необходимым условием является отсутствие внешнего воздействия — электромагнитных волн от каких-либо сторонних источ-

ников. В случае, когда проекции $k_{n\mu}^{\pm}$ действительны, внешнее воздействие — это падающие на границу волны слева с положительными значениями $k_{n\mu}^+$ и справа — с отрицательными $k_{n\mu}^+$ (рис. 2, а). Если же компоненты $k_{n\mu}^{\pm}$ комплексны, волны от сторонних источников будут убывать по мере приближения к границе раздела. Мнимая часть $k_{n\mu}^{\pm}$ этих волн слева должна быть положительна, справа — отрицательна в выбранной системе координат (рис. 2, б). На рис. 2 падающие извне волны помечены индексами $\mu=2$ и 4.



Определитель системы граничных условий (5), записанных при условии отсутствия внешнего воздействия, когда четыре из восьми амплитуд нормальных волн $A_{\mu 2}^{\pm} =$

Рис. 3. Изменение действительной части волнового вектора поверхностного поляритона в зависимости от ориентации.

$\epsilon_x = -3.32$, $\epsilon_y = 8.13$, $\epsilon_z = -2.0$, ветвь I. Стрелками обозначены направления бинормалей. Внизу — проекции кривых на плоскость осей X , Y доменов.

$= A_{\mu 4}^+ = A_{\mu 2}^- = A_{\mu 4}^- = 0$, должен обращаться в нуль для того, чтобы существовали нетривиальные собственные решения задачи. Как показывает расчет, определитель равен нулю, если

$$M_{11} = M_{13} \quad (6a)$$

или

$$k_{n1}^+ M_{11} Q_3^+ = k_{n3}^+ M_{13} Q_1^+ \quad (6b)$$

Условие (6a) определяет первую поляритонную ветвь, (6b) — вторую. В переменных k_{n1}^+ , k_{n3}^+ , k_{\parallel} и ω (6a) примет вид $G_1^I = G_3^I$, где

$$G_{\mu}^I = \frac{k_{\mu}^{+2} k_{n\mu}^+ + \epsilon_{\perp} (\delta k_{\parallel} \sin \theta - k_{n\mu}^+) \omega^2 / c^2}{k_{n\mu}^+ [\delta k_{n\mu}^+ + k_{\parallel} \sin \theta (1 - \epsilon_x / \epsilon_{\perp})] - \delta \epsilon_x \omega^2 / c^2}, \quad (7a)$$

а уравнение (6b) примет вид $G_1^{II} = G_3^{II}$, где

$$G_{\mu}^{II} = \frac{(k_{n\mu}^{+2} + k_{\parallel}^2 \cos^2 \theta) \epsilon_x / \epsilon_{\perp} - \epsilon_x \omega^2 / c^2 + k_{\parallel} \sin \theta (\delta k_{n\mu}^+ + k_{\parallel} \sin \theta)}{(k_{n\mu}^+)^2 [\delta k_{n\mu}^+ + k_{\parallel} \sin \theta (1 - \epsilon_x / \epsilon_{\perp})] - \delta \epsilon_x k_{n\mu}^+ \omega^2 / c^2}. \quad (7b)$$

Совместное решение (7a) или (7b) с (3) определяет условие существования ветвей (I или II соответственно) поверхностных возбуждений. Термин «ветвь» определяет группу решений. Изменяющимся параметром в группе может быть ориентация продольной компоненты волнового вектора k_{\parallel} (угол θ) при фиксированной частоте ω и тем самым при определенных значениях ϵ_i ($i=x, y, z$) на выбранной частоте. В свою очередь может изменяться частота при фиксированной ориентации. Каждой точке обеих ветвей соответствуют одно значение k_{\parallel} , две величины действительной части волнового вектора k_1 , k_2 ($k_{\nu} \equiv k_{\nu}^+ = k_{\nu}^- \equiv \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{n\mu}^{(\nu)2}}$) и два значения коэффициента затухания, определяемых мнимой частью волнового вектора $\alpha^{(1)}$ и $\alpha^{(2)}$. Индексы ν соответствуют двум различным типам поляризации нормальных волн в каждом двуосном домене.

На рис. 3 приведены кривые, описывающие изменение действительной части волновых векторов k_1 и k_2 в зависимости от ориентации в пространстве. По своему смыслу эти кривые аналогичны поверхностям Френеля, обычно строящимся для объемных волн в анизотропных кристаллах. Штрихпунктирная линия определяет поведение $k_{\parallel}(\theta)$ в плоскости доменной стенки, штриховая — поведение k_1 , k_2 в плоскости $[X_n, X_T]$, содер-

жащей кристаллографические оси доменов. Для области $Z < 0$ кривые строятся путем зеркального отображения относительно плоскости $[X_n, X_T]$.

Общую точку кривые $k_1(\theta, \varphi)$ и $k_2(\theta, \varphi)$ при заданном значении $\theta = \theta_0$ имеют при совпадении решений уравнений (3). Если $k_{n1}^{\pm} = k_{n3}^{\pm}$, то одновременно выполняются и граничные условия (7а) и (7б). Угол θ может определять направление, вдоль которого пересекаются сразу четыре кривые — своеобразное направление бинормали для поверхностных возбуждений в толще двуосного кристалла.

На рис. 4 приведены дисперсионные кривые $\epsilon_{\parallel}(\omega) = (k_{\parallel}c/\omega)^2$ для ветвей I и II поверхностных поляритонов. Расчет производился в предположении резонансного характера частотной зависимости компонент диэлектрической проницаемости $\epsilon_x = [\omega^2 - (2\omega_{T0})^2]/(\omega^2 - \omega_{T0}^2)$ и $\epsilon_y = 1.5[\omega^2 - (3\omega_{T0})^2]/[\omega^2 - (1.2\omega_{T0})^2]$ (с резонансными частотами ω_{T0} и $1.2\omega_{T0}$ соответственно и с различными значениями сил осциллятора) и не зависящей от частоты $\epsilon_z = -2$. Фиксированное направление наблюдения — угол $\theta = 10^\circ$.

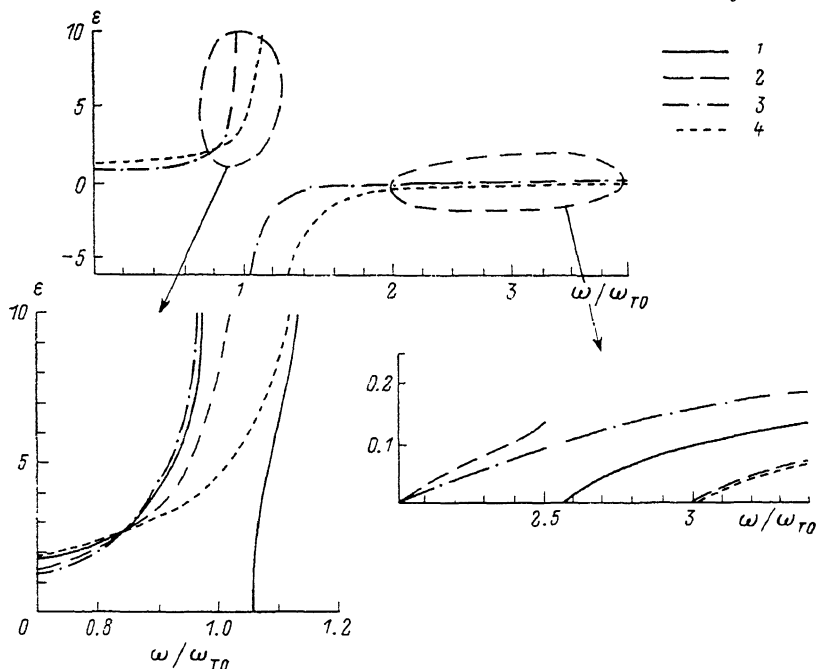


Рис. 4. Дисперсионные кривые поверхностных поляритонов $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ ветви I (1) и ветви II (2) при условиях: $\theta = 10^\circ$, $\epsilon_z = -2$, $\epsilon_x = [\omega^2 - (2\omega_{T0})^2]/(\omega^2 - \omega_{T0}^2)$ (3), $\epsilon_y = 1.5[\omega^2 - (3\omega_{T0})^2]/[\omega^2 - (1.2\omega_{T0})^2]$ (4).

Рис. 5, а изображает выбранные зависимости $\epsilon_x, \epsilon_y(\omega)$ в широком спектральном интервале, а рис. 5, б, в — ограниченные участки спектра, в которых существуют поверхностные поляритоны. Ветвь I характеризуется особыми точками (в которых $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ имеет полюс или обращается в нуль), соответствующими особым точкам величины $\epsilon_1 = (\epsilon_x + \epsilon_y)/2$. Особые точки ветви II совпадают с особыми точками величины $\epsilon_* \equiv (1/\epsilon_x + 1/\epsilon_y)^{-1}$.

Учет резонансного поведения всех трех главных значений тензора диэлектрической проницаемости кристалла $(\epsilon_{x,y,z})$ приводит к существенному изменению хода дисперсионных кривых, меняя частотные области существования поверхностных возбуждений. Однако положение особых точек определяется по-прежнему в первую очередь особыми точками ϵ_1 и ϵ_* (рис. 5).

На рис. 6 приведены частотные зависимости коэффициентов затухания $\alpha_I^{(v)}, \alpha_{II}^{(v)}$, полученные при тех же условиях, что и кривые рис. 5. По мере резонансного нарастания $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ значения $\alpha_I^{(v)}$ и $\alpha_{II}^{(v)}$ могут также расти

или, наоборот, спадать до нуля. Коэффициенты затухания волн разного типа поляризации могут отличаться по характеру дисперсии и по порядку величины.

Поверхностные поляритоны могут существовать только при определенных соотношениях между главными значениями $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$. На рис. 7

представлены схематически результаты численного анализа того, при каких соотношениях между ϵ_i уравнения (3) и (7) совместны, т. е. существуют собственные возбуждения поверхностного типа на пзолпированной домен-

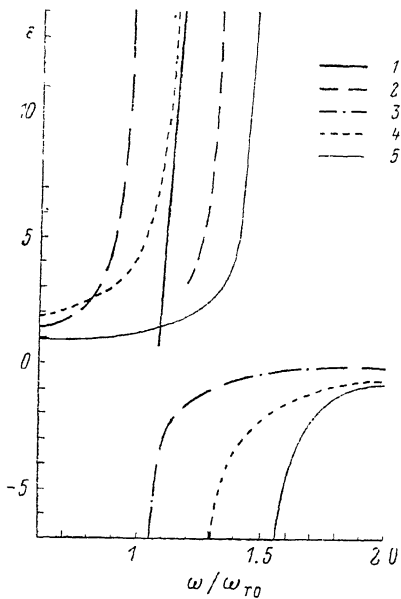


Рис. 5. Дисперсионные кривые $\epsilon_{II}(\omega)$ ветви I (1) и ветви II (2) при условиях: $\theta = 60^\circ$, $\epsilon_x = [\omega^2 - (2\omega_{T0})^2] / [\omega^2 - \omega_{T0}^2]$ (3), $\epsilon_y = 1.5 [\omega^2 - (3\omega_{T0})^2] / [\omega^2 - (1.2\omega_{T0})^2]$ (4), $\epsilon_z = 0.8 [\omega^2 - (3.5\omega_{T0})^2] / [\omega^2 - (1.5\omega_{T0})^2]$ (5).

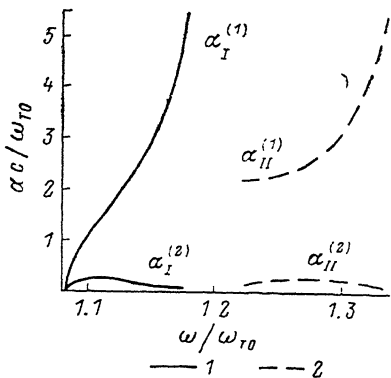


Рис. 6. Дисперсия коэффициентов затухания $\alpha_I^{(1)}$ и $\alpha_I^{(2)}$ (1), $\alpha_{II}^{(1)}$ и $\alpha_{II}^{(2)}$ (2) при условиях рис. 5.

ной стенке. Приведена плоскость $[\epsilon_x, \epsilon_y]$, поделенная на сегменты прямыми $\epsilon_x = -\epsilon_y, \epsilon_y = 0, \epsilon_x = 0$. Для каждого из сегментов указаны пределы допустимых значений ϵ_z , при которых

существуют поверхностные поляритоны, если величины ϵ_x и ϵ_y лежат в области сегмента. На границах между сегментами меняется условие, накладываемое на величину ϵ_z , и меняется знак ϵ_* . Поверхностные поляритоны I ветви существуют при условии, когда $\epsilon_x + \epsilon_y > 0$, а $\epsilon_z < 0$. Возможно существование решений и при $0 \leq \epsilon_z \leq (\epsilon_x + \epsilon_y) / 2$. Однако в этом случае ϵ_x и ϵ_y должны иметь разные знаки.

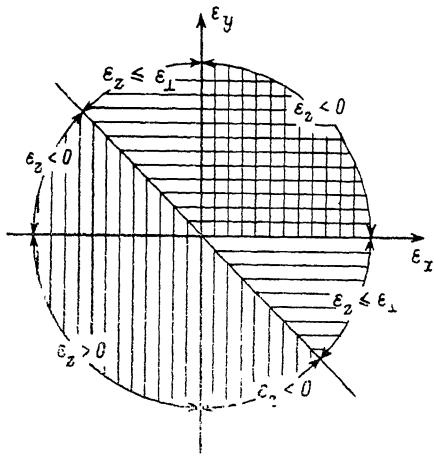


Рис. 7. Области существования поверхностных поляритонов ветви I (заштрихованы горизонтальными линиями) и ветви II (вертикальная штриховка).

Здесь и ниже предполагается, что $\epsilon''_i \approx 0$. Поверхностные поляритоны ветви II существуют при условии $\epsilon_* > 0, \epsilon_z < 0$ и при условии $\epsilon_{x,y} < 0, \epsilon_x > 0$. При всех этих случаях $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ не могут одновременно иметь один и тот же знак. Такие условия могут выполняться в области резонансного изменения диэлектрической проницаемости, когда частоты продольных или

поперечных резонансов различных компонент тензора не совпадают между собой в силу анизотропии.

Наблюдение этих состояний представляет собой достаточно сложную задачу. Ясно, что, поскольку рассмотренные возбуждения, носящие все признаки поверхностных, существуют в глубине кристалла и в частотном диапазоне, характеризуемом высокими значениями объемного коэффициента поглощения, наблюдение их с помощью ИК спектроскопии не представляется возможным. Здесь не могут помочь и такие методы, как спектроскопия рассеяния нейтронов. Представляется, что наиболее приемлемым, а возможно, и единственным методом является метод, основанный на нелинейной лазерной спектроскопии с использованием параметрических процессов: трехволнового параметрического либо четырехволнового гиперпараметрического рассеяния света. На базе этих процессов легко реализуются гетеродинные методы приема низкочастотных сигналов путем преобразования их частоты вверх (оптическая *up*-конверсия), в высокочастотную область — в данном случае в видимый оптический диапазон, где кристалл прозрачен. Одновременно снимается вопрос и о возбуждении колебаний в поверхностных модах, так как интенсивность рассеяния света будет определяться квантовыми шумами электромагнитного поля на частотах собственных состояний [7].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [2] Брыксин В. В., Мирлин Д. Н., Решина И. И. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 4. С. 1118—1126.
- [3] Lamprecht G., Merten L. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 55. N 1. P. 33—44.
- [4] Schuller E., Borstel G., Felge H. J. // Phys. St. Sol. (b). 1975. V. 69. N 2. P. 467—476.
- [5] Puchkovskaya G. A., Strizhevskii V. L., Frolov Yu. A., Chepilko N. M., Yashkir Yu. N. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 89. N 1. P. 27—36.
- [6] Wallis R. F., Brion J. J., Burstein E., Hartstein A. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. N 8. P. 3424—3437.
- [7] Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 256 с.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
5 июня 1989 г.