

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ  
ДОНЕЦКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

на правах рукописи  
УДК 535.36, 535.343.2, 537.611.45

ДИМИТРИЕВ ОЛЕГ ПЕТРОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ФОНОН-ПОЛЯРИТОНОВ  
В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

01.04.07 - физика твердого тела

АВТОРЕФЕРАТ

на соискание научной степени  
кандидата физико-математических наук

Донецк - 1992г.

Работа выполнена в Институте полупроводников АН Украины.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник  
О.М.ГЕЦКО

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник  
В.З.ЛОЗОВСКИЙ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник  
В.Н.КРИВОРУЧКО

кандидат физико-математических наук, доцент  
С.В.ТЕПЛОВ

Ведущая организация:

Институт физики АН Украины,  
г.Киев

Защита состоится 23 декабря 1992г. в 15 часов на заседании специализированного совета К 068.06.01 Донецкого государственного университета по адресу:

340055, Донецк-55, ул. Университетская, 24, ДонГУ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ДонГУ.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью, просим выслать по указанному адресу на имя ученого секретаря специализированного совета.

Автореферат разослан 21 ноября 1992г.

Ученый секретарь специализированного совета

кандидат физико-математических наук

А.Е.Зюбанов

ЛНБ ім. В. Стефаніка  
АН УРСР

ЛНБ України ім.В.Стефаніка



00816936 (X)

Актуальность темы диссертации.

В настоящее время можно выделить две тенденции, играющие определяющую роль в развитии физики твердого тела. Первая заключается в поиске новых материалов, обладающих новыми физическими свойствами; вторая связана с исследованием низкоразмерных и дробноразмерных фаз вещества, в частности, явлений на поверхности и в приповерхностных слоях.

Одним из важнейших факторов, стимулирующих развитие исследований поверхности, остается тенденция к миниатюризации электронных приборов и элементов интегральных микросхем. Так как при уменьшении размеров объем тела уменьшается пропорционально  $r^3$ , а площадь поверхности — пропорционально  $r^2$ , следовательно, вклад поверхностных и приповерхностных эффектов будет возрастать по сравнению с объемными. В связи с этим в последнее десятилетие значительное развитие получили оптические методы исследования поверхности. В частности, большое внимание уделяется спектроскопии поверхностных поляритонов, образующихся в результате взаимодействия электромагнитного поля с элементарными возбуждениями твердого тела на его поверхности.

К новым материалам, нашедших широкое практическое применение, следует отнести магнитоупорядоченные окислы, к числу которых принадлежат феррит-гранаты и шпинели, ортоферриты, гексаферриты, сочетающих разнообразные диэлектрические и магнитные свойства. В частности, железо-иттриевый и галлий-гадолиниевый гранаты, которые выбраны в качестве объектов исследования в диссертационной работе, активно используются в акустике, магнитооптике, лазерной и СВЧ-технике, устройствах с магнитной памятью.

Магнитоупорядоченные диэлектрики, как правило, имеют сложную кристаллическую структуру с полярными связями и обладают большим набором оптических фононов и магнонов, что позволяет в свою очередь одновременно возбуждать фононные и магнитные поверхностные поляритоны (ПП). Тем не менее, до сих пор магнитные и фононные ПП

рассматривались порознь. Фононные  $\Pi\Pi$ , возникающие вблизи резонансов диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\omega)$  в ИК области спектра, изучены достаточно хорошо как теоретически, так и экспериментально в немагнитных средах, либо при сведении магнитных свойств вещества к положительной частотнонезависимой константе  $\mu$ .

Количество работ, посвященных исследованию магнитных  $\Pi\Pi$ , гораздо меньше. Магнитная проницаемость в окрестности магнитных резонансов (частоты которых обычно рассматриваются в СВЧ-диапазоне, но могут быть сдвинуты и к большим частотам сильным магнитным полем) всегда имеет тензорную структуру в отличие от  $\epsilon(\omega)$  в изотропной среде, поэтому расчет магнитных  $\Pi\Pi$  более сложен и выполнен в основном для геометрии Фогта (магнитное поле приложено к образцу в плоскости поверхности и перпендикулярно направлению распространения волны). Экспериментальное исследование магнитных  $\Pi\Pi$  проводится только в последнее десятилетие. Сложности, возникающие при исследовании магнитных  $\Pi\Pi$  в СВЧ диапазоне частот, связаны с необходимостью иметь монокристаллы больших размеров.

Целью диссертационной работы является исследование магнитных и фононных  $\Pi\Pi$  в намагниченном диэлектрике, который представляет собой две возбуждаемые подсистемы - кристаллическую полярную решетку и решетку упорядоченных спинов, в ИК области спектра.

Для достижения этой цели в работе решались следующие основные задачи:

1. Теоретическое исследование фононных  $\Pi\Pi$  в ферромагнетике в условиях реальной намагниченности и слабых магнитных полях, когда частота возбуждения магнитных  $\Pi\Pi$  много меньше частотной области спектра фононных  $\Pi\Pi$ .

2. Теоретическое исследование  $\Pi\Pi$  в условиях сильного магнитного поля, когда частоты возбуждения фононного и магнитного  $\Pi\Pi$  одного порядка.

3. Экспериментальное исследование фононных  $\Pi\Pi$  в железиттриевом и галлий-гадолиниевом гранатах с применением слабых магнитных полей.

4. Исследование проблемы описания электрических и магнитных

свойств среды в электродинамике и связанного с этим существования двух типов поверхностных электромагнитных волн.

#### Научная новизна.

1. Впервые проведен расчет  $\Pi\Pi$  в изотропном ферродизэлектрике с одновременным учетом полного, частотнозависимого вида диэлектрической и магнитной проницаемости среды. На основании полученных дисперсионных соотношений и выражений для амплитуд показано, что в общем случае свойства фононного  $\Pi\Pi$  качественно отличаются от его свойств в немагнитной среде.

2. Предсказана возможность резонанса фононного и магнитного поверхностных поляритонов и новый тип электромагнитных волн — смешанные магнот-фононные поверхностные поляритоны, возбуждаемые в результате этого процесса.

3. Впервые исследованы фононные  $\Pi\Pi$  в железо-иттриевом и галлий-гадолиниевом гранатах в широком спектральном диапазоне (800 — 300  $\text{см}^{-1}$ ) частот. На основании сравнения спектров этих материалов проведен анализ влияния намагниченности на возможность возбуждения фононного  $\Pi\Pi$  в s-поляризованном излучении.

4. Проанализирована причина возникновения двух типов электромагнитных волн, возбуждаемых на поверхности или границе раздела сред и показано, что их реализация связана с однозначным определением диэлектрической и магнитной проницаемостей среды.

#### Защищаемые положения:

1. Расчет нового типа поверхностных электромагнитных волн в полярных ферромагнитных диэлектриках, обладающих смешанными свойствами как фононных, так и магнитных  $\Pi\Pi$ , зависящих от ориентации и величины приложенного магнитного поля и распадающихся в геометрии Фогта на невзаимодействующие собственно фононные и собственно магнотные  $\Pi\Pi$ .

2. Построение новых дисперсионных ветвей фононных  $\Pi\Pi$  в галлий-гадолиниевом и железо-иттриевом гранатах.

3. Предсказание смешанных магнот-фононных  $\Pi\Pi$ , возникающих в результате резонанса фононного и магнитного  $\Pi\Pi$ .

4. Утверждение о возможности двух типов электромагнитных волн.

имеющих место на поверхностях, границах раздела или в неоднородных средах и обусловленных разделением материальной проницаемости среды на диэлектрическую и магнитную.

#### Практическая ценность работы.

Результаты диссертационной работы направлены на использование в магнитооптике и интегральной оптоэлектронике. Применение сильных магнитных полей позволит управлять оптическими свойствами ферродиелектрика с полярной кристаллической решеткой в ИК- области спектра. В частности, на основании теоретически предсказанного резонанса магнитного и фононного III возможен эффект просветления в области остаточных лучей кристалла и разработка на его основе узкополосных фильтров, оптических модуляторов и других устройств.

#### Апробация работы.

Основные результаты диссертации были представлены и обсуждались: на 4-м семинаре по функциональной магнитоэлектронике (Красноярск, 1990г.); 3-й Всесоюзной конференции по физике и технологии тонких полупроводниковых пленок (Ивано-Франковск, 1990г.); Европейской конференции по магнитным материалам и их применению (Дрезден, 1991г.); Республиканском научном семинаре "Физика ферритов и родственных соединений, их применение в технике" (Донецк, 1991г.).

Публикации. Результаты по теме диссертации опубликованы в 10 научных работах.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Работа изложена на 118 страницах машинописного текста, включая 20 рисунков и список из 86 наименований.

#### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформулирована проблематика и цель настоящего исследования, дана общая характеристика работы, показана ее актуальность.

В первой главе в рамках феноменологического подхода решаются уравнения Максвелла с одновременным учетом частотнозависимых тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей среды. В

качестве модели выбран полубесконечный однодоменный ферромагнетик, имеющий кристаллическую полярную решетку кубической симметрии с двумя атомами на элементарную ячейку, возбуждение которых описывается моделью гармонического осциллятора.

Среда описывается следующими материальными проницаемостями:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ -\mu_{xy} & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.1),$$

где элементы (1.1) имеют вид:

$$\begin{aligned} \mu_{xx} &= \mu(1 + \gamma^2 4\pi M_s H_0 / (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)) \\ \mu_{xy} &= -4\pi i \gamma M_s \omega \mu / (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2) \\ \mu_{zz} &= \mu \end{aligned} \quad (1.2).$$

В выражениях (1.2)  $\gamma$ -гиромагнитное отношение,  $H_0$  - внешнее магнитное поле, совпадающее с направлением оси OZ,  $\mu$  - константа, характеризующая высокочастотные магнитные свойства среды,  $\omega$  - частота электромагнитного возбуждения,  $M_s$  - намагниченность насыщения кристалла. Тензор диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_{\infty} (1 + (\omega_L^2 - \omega_T^2) / (\omega_T^2 - \omega^2)) \hat{\delta}, \quad (1.3)$$

где  $\hat{\delta}$  - единичный тензор,  $\omega_T$  - частота поперечного, а  $\omega_L$  - частота продольного оптического фонона. В качестве среды, контактирующей с кристаллом, рассматривается вакуум ( $\epsilon = \mu = 1$ ).

На основании принятой модели рассчитаны дисперсионные зависимости и амплитуды поверхностных электромагнитных волн для трех геометрий приложенного магнитного поля: геометрии Фогта ( $\vec{H}_0$  лежит в плоскости поверхности и перпендикулярен волновому вектору  $\vec{k}$ ), геометрии Фарадея ( $\vec{H}_0 \parallel \vec{k}$ ) и нормальной ориентации  $\vec{H}_0$  к поверхности. Из расчетов вытекает следующий основной результат:

Свойства III существенным образом зависят от геометрии приложенного магнитного поля. В геометрии Фогта поверхностные электромагнитные волны распадаются на собственно фононный и

собственно магнитный ПП. Первый является волной ТН- поляризации, а второй - волной ТЕ- типа, законы дисперсии которых качественно совпадают с дисперсионными зависимостями фоновых ПП в немагнитной среде и магнитных ПП в среде с  $\epsilon = \text{const}$ , соответственно:

$$\alpha_1 / \alpha_0 = -\epsilon \quad (1.4),$$

$$(\alpha_2 - 1k_y \mu_{xy} / \mu_{xx}) / \alpha_0 = -\mu_v \quad (1.5),$$

где волновой вектор  $k = (1\alpha_\alpha, k_y, k_z)$ , а  $\alpha_\alpha, k_y, k_z$  - вещественные числа, индекс  $\alpha = 0, 1, 2$  соответствует волнам, распространяющимся в вакууме, диэлектрической или магнитной среде, соответственно; (yz) - плоскость поверхности;  $\alpha_1^2 = k_y^2 - (\omega/c)^2 \epsilon(\omega) \mu_{zz}$ ,  $\alpha_2^2 = k_y^2 - (\omega/c)^2 \mu_v(\omega) \epsilon$ ,  $\alpha_0^2 = k^2 - (\omega/c)^2$ ,  $\mu_v = \mu_{xx} + \mu_{xy}^2 / \mu_{xx}$ . Амплитуды обеих волн (1.4) и (1.5) затухают монотонным образом при удалении от поверхности как в среду, так и в вакууме.

Для двух других геометрий ситуация качественно меняется. В каждой из геометрий распространяется единая электромагнитная волна эллиптической поляризации с плоскостью эллипса, не совпадающей ни с плоскостью ТН-, ни с плоскостью ТЕ- поляризации (т.е. волна обладает смешанными ТН- и ТЕ- компонентами), дисперсионное соотношение которой содержит частотозависимые элементы обеих проницаемостей. Тем не менее, эта волна реализуется только при отрицательных значениях  $\epsilon(\omega)$  (т.е. при тех же условиях, что и фоновый ПП в немагнитной среде), независимо, являются ли элементы  $\mu(\omega)$  положительными или отрицательными. Для примера приведем дисперсионное уравнение ПП в геометрии Фарадея:

$$(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 \alpha_2 + \epsilon \mu_{zz} \alpha_0^2) + \mu_{zz} \alpha_0 (\alpha_1 \alpha_2 + k_z^2 - \mu_v \epsilon (\omega/c)^2) + \epsilon \alpha_0 (\alpha_1 \alpha_2 + (\mu_{zz} / \mu_{xx}) k_z^2 - \mu_{zz} \epsilon (\omega/c)^2) = 0 \quad (1.6),$$

$$\text{где } \alpha_{1,2}^2 = -(1/2) [(\omega/c)^2 \epsilon (\mu_v + \mu_{zz}) - k_z^2 (1 + \mu_{zz} / \mu_{xx})] \pm \{ (1/4) [(\omega/c)^2 \epsilon (\mu_v + \mu_{zz}) - k_z^2 (1 + \mu_{zz} / \mu_{xx})]^2 - (\mu_{zz} / \mu_v) [k_z^4 (\mu_{xy} / \mu_{xx})^2 + (k_z^2 - (\omega/c)^2 \mu_v \epsilon)^2] \}^{1/2}$$

Далее анализируются свойства волны смешанной поляризации при

малых ( $\gamma \hat{H}_0 < \omega_T$ ) магнитных полях (это условие означает положительность элементов  $\hat{\mu}(\omega)$  в области  $\varepsilon(\omega) < 0$ , в связи с этим эту волну мы называем фононным или фононоподобным ПП). Показано, что дисперсионные кривые фононоподобных ПП при любой ориентации  $\hat{H}_0$  слабо отличаются от дисперсии фононных ПП в немагнитной среде из-за малости параметра  $\gamma \hat{M}_0 / \omega_T$  для реальных величин намагниченностей кристаллов. Амплитуды фононоподобных ПП в магнитной среде могут спадать вглубь кристалла как монотонно, так и осцилляторным образом, что определяется геометрией и величиной приложенного магнитного поля. Область существования волны, где амплитуда спадает немонотонно, определяет не чисто поверхностные, а так называемые обобщенные моды. Величина амплитуд может существенно меняться в зависимости от величины приложенного поля в области магнитных полей порядка  $\omega_T / \gamma$ . Соотношение амплитуд ТН- и ТЕ- компонент волны также зависит от  $\hat{H}_0$  и от волнового вектора ПП. При  $k \rightarrow \infty$  фононоподобный ПП трансформируется в волну ТН-поляризации.

Во второй главе рассмотрены результаты экспериментального исследования свойств поверхностных фонон-поляритонов при учете намагниченности среды. Характеристиками, чувствительными к намагниченности кристалла, являются амплитуды фононных ПП и их дисперсионные зависимости. Последние, однако, могут заметно отличаться от дисперсионных зависимостей в немагнитных средах, только если порядок величины  $\gamma \hat{M}_0 / \omega_T$  достигает единицы. Реальные кристаллы имеют характерные частоты возбуждений оптических фононов на 3-4 порядка больше, чем величина  $\gamma \hat{M}_0$ . Следовательно, величина  $\gamma \hat{M}_0 / \omega_T$  достаточно мала, поэтому нет смысла исследовать влияние намагниченности среды на дисперсионные зависимости поляритонов. т.к. дисперсионные ветви практически не искажаются при намагничивании реального кристалла. Поляризация волны имеет более четкий критерий, характеризующий отличие  $M_z$  от нуля - в этом случае возможна волна смешанной поляризации, отличной от ТН- волны, имеющей место на поверхности немагнитной среды. Кроме того, амплитуда ТЕ- компоненты волны должна зависеть от геометрии приложенного магнитного поля и величины этого поля. В связи с этим целью эксперимента был поиск

возможности возбуждения фононного  $\Pi$  при намагничении среды через TE- компоненту, что можно осуществить посредством s-поляризованного падающего излучения (в этом случае электрический вектор света перпендикулярен плоскости падения), в то время как TH-волна поглощает только p- поляризованный свет (E падающего света лежит в плоскости падения).

Наиболее идеальной представляется ситуация, когда один и тот же кристалл может быть исследован в двух состояниях: немагнитном и с отличной от нуля намагниченностью. Исследование амплитуд, соответствующим этим двум состояниям одного и того же кристалла, четко показало бы влияние намагниченности на свойства фононных  $\Pi$ . Такие два состояния можно получить, например, при исследовании ферромагнетика ниже и выше точки Кюри, или двух родственных кристаллов, магнитные атомы одного из которых замещены немагнитными. Однако, реальный экспериментатор всегда ограничен определенными техническими рамками своей лаборатории, а также возможностями реализации идеальной теоретической модели на практике. Поэтому в качестве объектов исследования выбраны кристаллы со структурой граната: галлий- гадолиниевый (ГГГ) и железо- иттриевый (ЖИГ) гранаты. Первый является парамагнетиком при комнатных температурах, а второй - ферромагнетик, обладающий двумя подрешетками с сильной связью, позволяющей с хорошим приближением считать его одноподрешеточным магнетиком, т.е. ферромагнетиком.

Особенностью поверхностной электромагнитной волны является то, что она формируется двумя граничащими средами. Если обе среды немагнитны, то имеем обычный фононный  $\Pi$ , представляющий собой TH-волну. Влияние намагничения на свойства этой волны может задаваться двояким способом: либо "включением" намагниченности ( $M \neq 0$ ) самой активной среды, либо намагничением контактирующей, т.е. пассивной среды. В последнем случае следует говорить о граничном поляритоне ( $\Pi$ ), поляризация которого также имеет смешанный характер при отличии  $N$  от геометрии Фогта и содержит как TH-, так и TE- компоненты.

Итак, проводилось два вида экспериментов. Первый заключался в

сравнении спектров III парамагнитного ГТТ и магнитоупорядоченного ЖИГ в области возбуждения решетки обоих материалов ( $800-300 \text{ см}^{-1}$ ) при формировании III на границе раздела среда- вакуум. Второй заключался в сравнении спектров одного и того же поляритона, но возбуждаемого на различных границах раздела: парамагнитный ГТТ - вакуум и ГТТ - ЖИГ. Во втором случае образец представлял из себя пленку ЖИГ толщиной  $\approx 5 \text{ мкм}$  на подложке ГТТ. Во всех случаях поверхность образцов представляла собой грань  $\langle 111 \rangle$ . Постоянное магнитное поле напряженностью до 1 кЭ прикладывалось нормально к поверхности. Эти условия всегда позволяют найти участки намагниченности ЖИГа, отличных от геометрии Фогта. Для наблюдения эффектов поглощения s-поляризованного света достаточно, чтобы направление намагниченности отличалось именно от этой геометрии.

Исследования проводились с помощью ИК- спектрофотометра SPECORD M-80. Методика эксперимента заключалась в измерении спектров зеркального отражения и спектров нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Специально для оптической схемы спектрофотометра совместно с Оптическим институтом им. С.И.Вавилова была сконструирована приставка НПВО, лишенная основных недостатков традиционных приставок с кинематической схемой. Главные особенности приставки заключаются в следующем (рис.1).

а) Приставка является оптической системой прямого видения, т.е. световой пучок прибора непосредственно падает на призму НПВО, изготовленной из материала KRS-5, преломляется в теле призмы, образуя необходимый угол отражения  $\theta$  на грани ПВО, и выходящий из призмы пучок сохраняет когерентность с падающим, следуя на приемник прибора. Отсутствие зеркал в этой схеме позволяет сохранить максимальную светосилу.

б) Требуемый угол падения света на образец достигается с помощью сменных призм НПВО, каждая из которых рассчитана на определенный угол  $\theta$ . Установленная призма может перемещаться с помощью микрометрического винта в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности образца, закрепленном неподвижно в держателе, и, таким образом, регулируется расстояние между гранью НПВО и поверхностью образца. Держатель образцов позволяет разместить за образцом

вспомогательные устройства, в частности, постоянные магниты, без нарушения оптической схемы.

в) Каждая призма НРВО снабжена диафрагмой, ограничивающей ширину сходящегося пучка падающего света. Сменные диафрагмы позволяют: контролировать полное попадание пучка света на образцы малых размеров (площадь поверхности которых меньше площади грани РВО); исследовать только определенные участки поверхности образца, а также осуществлять сканирование пучка света по поверхности образца. Подбор диафрагмы нужной ширины при стационарном положении приставки, либо перемещение приставки вдоль световой оси при фиксированной диафрагме позволяет подобрать необходимую плотность энергии света, падающего на грань РВО, а также контролировать расходимость угла светового пучка. Диафрагмирование светового пучка позволяет изменять полуширину полосы поглощения ПП, которая сильно зависит от угловой расходимости падающего пучка в области сильной дисперсии  $d\omega/dk$  ПП.

С помощью спектров отражения определены количество фоновых полос и их частотное положение (Табл. I) в области частот 800-300  $\text{см}^{-1}$ . С помощью спектров НРВО построены дисперсионные зависимости фоновых ПП, соответствующие указанным полосам. Дисперсионные ветви ПП, соответствующие модам 5-10 ЖИГ и 1-10 ГТГ представлены впервые. Все ветви фоновых ПП в первом типе эксперимента были измерены при р- поляризации падающего света.

Таблица I. Частотное положение ( $\text{см}^{-1}$ ) максимума интенсивности полос в спектрах зеркального отражения гранатов.

N полосы	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ГТГ	684	630	582	474	428	406	384	368	320	—
ЖИГ	670	607	564	—	404	388	368	—	332	312

Второй тип эксперимента проводился в частотном интервале вблизи возбуждения моды 4 ГТГ, где решетка ЖИГа неактивна (см. Табл. I) и, следовательно, пленка оптически прозрачна. Достоверное

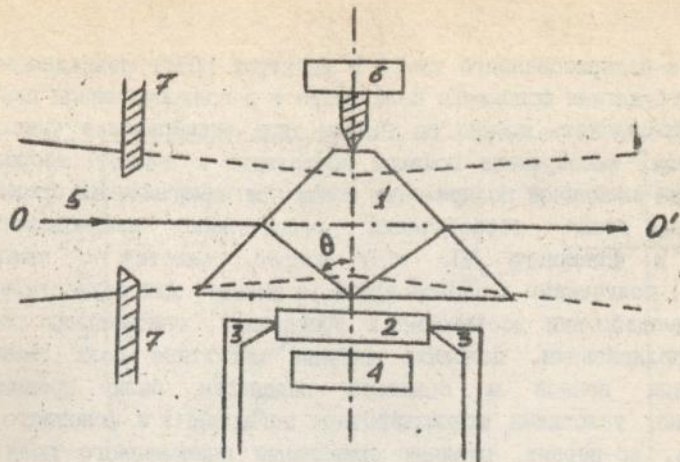


Рис.1. Оптическая схема приставки НРВО: 1- призма НРВО, 2- образец, 3- держатель образцов, 4- вспомогательное устройство, 5- пучок света, 6- микрометрический винт, 7- диафрагма.

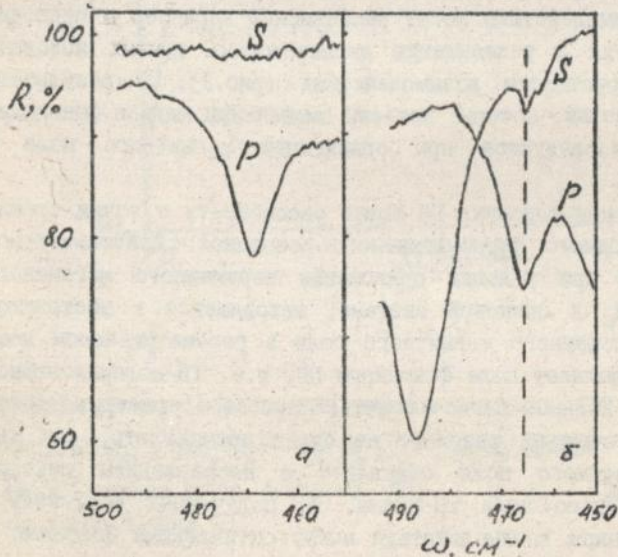


Рис.2. Спектры НРВО ГТГ (а) и пленки ЖИГ  $d = 5$  мкм на ГТГ (б). На рис.б частота поглощения исследуемого поляритона выделена штриховой линией, интенсивная полоса слева принадлежит волноводной моде.

поглощение s-поляризованного света в спектрах НРВО, совпадающее с частотой возбуждения фононного поляритона в p-поляризованном свете, удалось зафиксировать именно во втором типе эксперимента (рис.2). Таким образом, эксперимент показал корреляцию с выводом теории о возникновении смешанной поляризации волны при намагничивании среды.

В третьей главе теоретически рассмотрено взаимодействие магнитного и фононного ПП. Этот вопрос решается с помощью результатов, полученных в первой главе, а именно, для осуществления такого взаимодействия достаточно в уравнениях, описывающих волны смешанной поляризации, положить внешние магнитные поля такими, чтобы вклады ионной и спиновой подсистем были сравнимы. Следовательно, условиями взаимодействия магнитного и фононного ПП должно быть, во-первых, отличие ориентации приложенного поля от геометрии Фогта и, во-вторых, величина поля должна удовлетворять условию:

$$\omega_r \leq \gamma H_0 < \omega_L \quad (3.1),$$

что означает перекрытие областей существования магнитного и фононного ПП. Взаимодействие носит резонансный характер и приводит к усилению амплитуд и расщеплению дисперсионных кривых исходных возбуждений в окрестности взаимодействия (рис.3). В результате образуются новые волны, которые называются смешанными магн-фононными ПП. Эти волны исследуются при ориентации магнитного поля в геометрии Фарадея.

Образование магн-фононных ПП можно рассмотреть с точки зрения возбуждения однородного ферромагнитного резонанса. Действительно, резонанс возможен при условии приложения переменного магнитного поля частоты  $\omega = \gamma H_0$  к спиновой системе, находящейся в постоянном поле  $H_0$ . Роль переменного магнитного поля в рассматриваемом нами случае как раз выполняет поле фононного ПП, т.е. ТН-поляризованной электромагнитной волны. Легко понять, что в геометрии Фогта однородный ферромагнитный резонанс не будет происходить, так как направление постоянного поля совпадает с направлением вектора переменного магнитного поля ТН-волны. Из полученных результатов следует, что механизм взаимодействия между оптическими фононами и

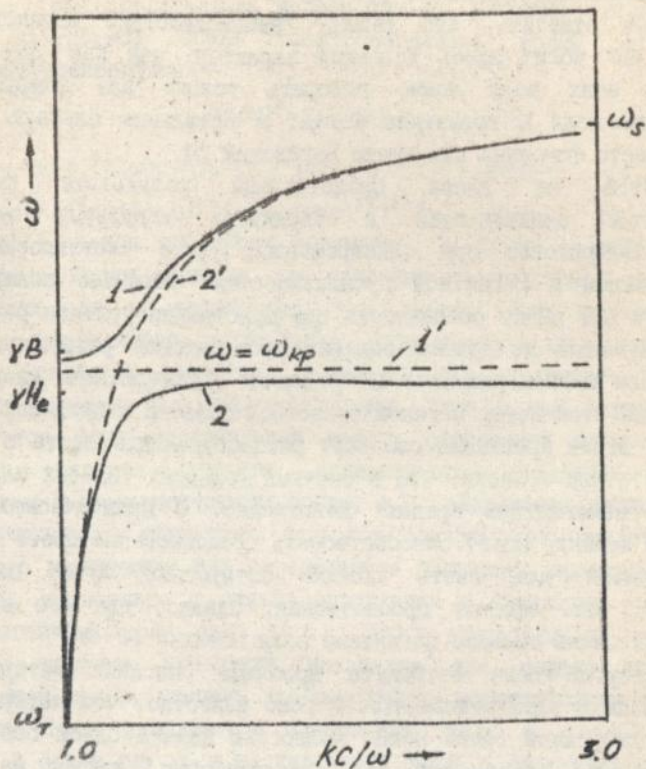


Рис.3: Схема образования магнот-фононных III; 1'- характерная частота  $\omega_{kp} = \gamma(H_e(H_e + 4\pi M_s))^{1/2}$  возбуждения магнитных III; 2'- дисперсионная ветвь фононов III; 1 и 2 - дисперсионные ветви магнот-фононных III.

магнонами кристаллической решетки возможен посредством электромагнитных полей, сопровождающих эти элементарные возбуждения, а не посредством магнитоупругой связи (стрикции), как в случае магнитоакустического резонанса.

Следует отметить, что термин "взаимодействие магнитного и фононного  $\Pi\Pi$ " носит здесь условный характер, так как отдельно о каждой из этих волн можно говорить только для конфигурации приложенного поля в геометрии Фогта, в остальных случаях нельзя выделить чисто фононный или чисто магнитный  $\Pi\Pi$ .

В этой же главе представлены результаты расчетов дисперсионных зависимостей и характера поведения амплитуд объемных поляритонов при одновременном учете частотнозависимых диэлектрической и магнитной проницаемостей. Объемные поляритоны, также как и  $\Pi\Pi$ , имеют особенности при выполнении условия резонанса (3.1). Так, одна из ветвей объемных поляритонов располагается в области щели магнон-фононных  $\Pi\Pi$  и имеет отрицательную дисперсию. Расположение этой ветви в узкой частотной области в пределах полосы остаточных лучей кристалла означает распространение света в объеме в этой частотной области, что в обычных условиях (слабых магнитных полях или немагнитных средах) невозможно. С практической точки зрения это явление может способствовать проникновению света в объем в запрещенной для света полосе остаточных лучей полярных кристаллов, т.е. эффекту просветления. Однако, для его изучения необходимы очень сильные магнитные поля порядка  $10^6$  э.

В четвертой главе затронута проблема описания материальных свойств среды в электродинамике. Хорошо известно, что материальные свойства однородной среды можно полностью задать одной обобщенной проницаемостью, описывающей как электрические, так и магнитные свойства вещества, а разбиение ее на диэлектрическую и магнитную проницаемости не является однозначной операцией. Это означает, что в случае определения обобщенной проницаемости,  $\epsilon$  и  $\mu$  не являются независимыми функциями. В то же время для описания объемных волн обычно пользуются диэлектрической и магнитной проницаемостями, хотя можно показать, что  $\epsilon$  и  $\mu$  здесь всегда можно свести в одну. Приемлемость такого подхода в случае поверхностных волн спорна и в

литературе почти не обсуждалась. Для фононного и магнитного III тензоры  $\hat{\epsilon}(\omega)$  и  $\hat{\mu}(\omega)$  в дисперсионных соотношениях нельзя свести в один, т.к. они представлены неравноправно. Например, в простейшем случае изотропной среды электромагнитные волны описываются следующими уравнениями:

$$(kc/\omega)^2 = \mu(\omega)\epsilon(\omega) \quad (4.1),$$

$$[(k^2 - (\omega/c)^2 \epsilon(\omega)\mu(\omega))/(k^2 - (\omega/c)^2)]^{1/2} = -\epsilon(\omega) \quad (4.2a),$$

$$[(k^2 - (\omega/c)^2 \epsilon(\omega)\mu(\omega))/(k^2 - (\omega/c)^2)]^{1/2} = -\mu(\omega) \quad (4.2b),$$

где (4.1) - закон дисперсии объемного, а (4.2) - поверхностных поляритонов. Таким образом, для описания поверхностных мод  $\epsilon$  и  $\mu$  должны определяться независимо, т.е. должно быть дополнительное условие, позволяющее однозначно определить электрические и магнитные свойства вещества. Таким условием являются, очевидно, граничные условия для компонент полей. Даже в том случае, когда используется один материальный тензор обобщенной проницаемости, граничные условия требуют независимого введения векторов поляризации и намагниченности среды, т.е. разделения свойств среды на электрические и магнитные. Роль поверхности здесь представляется как фактор возмущения или определенное нарушение пространственной симметрии, приводящее к снятию вырождения и появлению двух типов электромагнитных волн вида (4.2). Чтобы убедиться в этом, нами проведено решение уравнений Максвелла для модели изотропной неоднородной среды, степень неоднородности которой плавно меняется вдоль оси Z от приближения однородной среды до резкой границы раздела. В общем случае в неоднородной среде в направлении X могут распространяться две поперечные волны - с ненулевой компонентой  $H_y$  (H-волна) и с ненулевой компонентой  $E_y$  (E-волна), описываемые волновыми уравнениями:

$$\left\{ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \frac{\partial \vec{H}}{\partial z} + ((\omega/c)^2 \mu \epsilon - k_x^2) \vec{H} \right\} = 0, \quad \text{H- волна} \quad (4.3a)$$

$$\left\{ \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} \frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + ((\omega/c)^2 \mu \epsilon - k_x^2) \vec{E} \right\} = 0. \quad \text{E- волна} \quad (4.3b)$$

Для того, чтобы произошло вырождение этих волн в одну, необходимо выполнение одного из условий (4.4) либо (4.5):

$$\frac{\lambda}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \ll 1, \quad \frac{\lambda}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} \ll 1, \quad (4.4)$$

где  $\lambda$  — длина электромагнитной волны;

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial z} \quad \text{или} \quad \epsilon(z) = C \mu(z) \quad (4.5),$$

где  $C$  — произвольная константа.

Условие (4.4) характеризует приближение однородной среды, а (4.5) — установление линейной связи между функциями проницаемостей. Таким образом, два типа волн появляются в сильно неоднородной среде (предельным случаем которой является граница раздела или поверхность) и при отсутствии связи (4.5) между диэлектрической и магнитной проницаемостями. Из этих простых, но наглядных результатов следует, во-первых, что обобщенного тензора проницаемости в принципе достаточно только для описания материальных свойств однородного объема, а разделение этого тензора на  $\epsilon$  и  $\mu$  не приводит к новым решениям; наоборот, необходимость такого разделения возникает при рассмотрении ограниченных тел или задач с граничными условиями. Во-вторых, однозначное определение диэлектрической и магнитной проницаемостей может проводиться как раз благодаря поверхности или границе раздела сред, следовательно, поверхность или граница раздела может определять физический смысл разделения свойств среды на электрические и магнитные в электродинамике быстропеременных полей.

#### Основные результаты и выводы диссертации:

1. Фононные  $\Pi$  в кубическом ферромагнетике определяются возбуждением полярной кристаллической решетки, т.е. являются истинно фононными  $\Pi$ , только когда магнитное поле приложено к образцу в геометрии Фогта. При других конфигурациях приложенного поля  $\Pi$  становятся фононоподобными, в формировании которых принимает участие не только возбуждаемая кристаллическая решетка,

но и решетка упорядоченных спинов.

2. При конфигурации внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея и нормально к поверхности, образуется качественно новый тип поверхностных волн, которым присущи свойства не только фононных, но и магнитных  $\Pi$ .

3. Дисперсионные ветви нового типа волн в слабых магнитных полях практически не отличаются от ветви фононных  $\Pi$ . Заметное искажение (расщепление) дисперсионной кривой наступает только в условиях сильного магнитного поля, когда энергетические вклады ионной и магнитной подсистем становятся одинаковыми. В последнем случае возбуждаемые волны названы магнотон-фононными  $\Pi$ .

4. Новый тип  $\Pi$  является волной смешанной поляризации, где присутствуют как  $\text{TH}$ -, так и  $\text{TE}$ -компонента. Последняя может быть не малой уже для слабых магнитных полей.

5. Для фононного  $\Pi$ , распространяющегося вдоль границы раздела: магнитный железо-иттриевый гранат - воздух, экспериментально обнаружена малость эффектов, связанных с макроскопической намагниченностью.

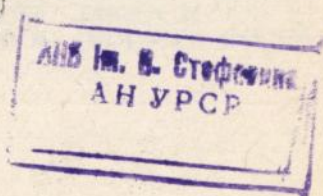
6. Экспериментальное обнаружение  $\text{TE}$ -компоненты волны (поглощение  $s$ -поляризованного света)  $\Pi$  возможно также проводить при намагничении не самого кристалла, а контактирующей с ним пассивной среды.

7. Граница раздела, поверхность или неоднородность среды служит причиной разделения электромагнитных волн на два типа, в которых диэлектрическая и магнитная проницаемости представлены неравноправно. В однородном объеме эти волны всегда вырождаются.

8. Роль поверхности в электродинамике быстропеременных полей можно связать с однозначным определением электрических и магнитных свойств среды.

Список работ по теме диссертации:

1. Тецко О.М., Димитриев О.П., Снитко О.В. Поверхностные поляритоны в железо-иттриевом и галлий-гадолиниевом гранатах // ДАН УССР.- 1989.- N A12.- с.55-58.
2. Димитриев О.П., Лозовский В.З. Влияние внешнего магнитного поля



на свойства поверхностных фонон-поляритонов в ферродизлектрике// Тез. докл. 4-й сем. по функциональной магнитоэлектронике.- Красноярск, 1990.- с.69-70.

3. Гецко О.М., О.П.Димитриев О.П. Влияние намагниченности кристалла на свойства поверхностных фонон-поляритонов// Тез. докл. 3 Всес. конф. по физике и технологии тонких полупроводниковых пленок.- Ивано-Франковск, 1990.- с.337.

4. Dimitriev O.P., Lozovski V.Z., Getsko O.M. Phonon- polaritons in isotropic ferromagnets. 1.The influence of the magnetization on surface phonon- polaritons// Phys. stat. sol.B- 1991.-166, N 1,- P. 259-267.

5. Dimitriev O.P., Lozovski V.Z., Getsko O.M. Phonon- polaritons in isotropic ferromagnets. 2.Polaritons' due to magnon- phonon excitations// Phys. stat. sol.B- 1991.-166, N 2, - P. 445-452.

6. Dimitriev O.P., Lozovski V.Z., Getsko O.M. The surface phonon-polaritons on the magnetic media// Proc. European magnetic materials and applications conference.- Dresden: Digest Booklet, 1991.- p.257-258.

7. Dimitriev O.P., Lozovski V.Z., Getsko O.M. Surface magnon-phonon polaritons on ferromagnetic insulators// Ibid.- p:259-260.

8. Димитриев О.П. Дисперсия объемных фонон-поляритонов в изотропном ферромагнетике// Физика полупроводников. Современные исследования.- Киев: Институт полупроводников АН УССР, 1991.- с.63-66.

9. Гецко О.М., Димитриев О.П., Лозовский В.З. Дисперсия поверхностных фонон-поляритонов в изотропном ферромагнетике// Там же.- с.67-75.

10. Димитриев О.П., Лозовский В.З., Гецко О.М. Исследование магнитного поверхностного поляритона в геометрии Фарадея// ФТТ.- 1992.- 34, N3.- с.298-301.

МГП "Тираж" 1933  
Тираж 100 экз. Заказ N  
Печать офсетная. Формат 60/84



469192

№ 26.266

**AB 26.266**