

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ ИОНОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ, СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

*А.В. Голенищев-Кутузов, доктор физико-математических наук,
В.А. Голенищев-Кутузов, кандидат физико-математических наук,
Р.И. Калимуллин, кандидат физико-математических наук
Казанский государственный энергетический университет*

Раздел 1

1. Наиболее актуальные проблемы и задачи

1.1. Введение

Как известно [1, 2], эффект Яна–Теллера состоит в совокупности явлений, обусловленных взаимодействием электронов с колебаниями ионов в кристаллической решетке в условиях вырождения электронных состояний. Это взаимодействие приводит либо к возникновению локальных деформаций вокруг ионов (статический эффект Яна–Теллера), либо к образованию связанных электронно-колебательных состояний (динамический эффект Яна–Теллера).

Соединения, в которых ян-теллеровские (Я–Т) ионы имеют высокую концентрацию, например, образуют кристаллическую решетку, обладают кооперативным эффектом Яна–Теллера. При этом поле деформации, создаваемое одним ионом, перекрывает позицию соседнего иона, вызывая искажение локальной симметрии вокруг последнего. Таким образом, эти соседние ионы оказываются связанными между собой посредством решетки, что создает макроскопическое искажение решетки в целом.

К ионам, в которых наблюдается вырожденное по орбитальному моменту электронное состояние, т.е. к Я–Т ионам, относятся ионы переходной группы железа: Ti^{3+} , V^{4+} , Cr^{2+} , Cr^{4+} , Nb^{4+} , Mn^{3+} , Fe^{2+} , Co^{2+} , Ni^{3+} , Cu^{2+} и ряд ионов редких земель. Соединения переходных металлов, содержащие Я–Т ионы, встречаются достаточно часто среди диэлектриков различных классов. Прежде всего их характеризует более низкая кристаллическая симметрия и наличие структурных переходов. Наиболее четко влияние Я–Т ионов прослеживается в образовании электроили магнитоупорядоченных состояний. В последние годы наибольшее внимание было обращено на класс перовскитоподобных оксидов с общей формулой ABO_3 , в которых Я–Т ионы либо образуют решетку кристалла ($BaTiO_3$, $LaMnO_3$),

либо замещают ионы решетки ($LiNbO_3$, $LiTaO_3$). Однако и более простые соединения, содержащие ян-теллеровские ионы, по-прежнему привлекают внимание исследователей.

Важной особенностью Я–Т ионов является то, что они относятся к ионам с переменной валентностью. Это позволяет в пределах одной и той же общей концентрации ионов изменять концентрацию именно Я–Т ионов: например, ионы Fe^{2+} обладают ян-теллеровским эффектом, а ионы Fe^{3+} им не обладают, причем соотношение Fe^{2+}/Fe^{3+} можно изменять путем термического отжига или воздействием лазерным пучком определенной длины волны.

Я–Т ионы играют важную роль в процессе образования периодических нано- и микроразмерных структур в сегнетоэлектрических и магнитных материалах. В первом случае такие ионы являются зародышами доменов. Вокруг таких ионов поле спонтанной поляризации будет частично компенсироваться собственным электрическим полем иона. Такой механизм наиболее характерен, например, для кристалла титаната бария. Я–Т ионы оказывают существенное влияние на образование индуцированных периодических доменных структур и фоторефрактивных решеток в сегнетопьезоэлектриках [3]. Не менее разнообразны проявления влияния ян-теллеровских ионов Mn^{3+} или Cu^{2+} на формирование различных типов упорядочения (спинового, орбитального или зарядового) соответственно в манганитах или купратах. В первом случае наблюдались как полосовые (1D) структуры, так и слоистые (2D) структуры с размерами от нано- до микрометров. Такие крупноразмерные искажения решетки обусловлены кооперативным эффектом Яна–Теллера [2].

Для изучения особенностей Я–Т ионов используют различные методы (ЭПР, оптическую или мессбауэровскую спектроскопию, рентгеновские и нейтронно-дифракционные методы и ряд других более экзотичных методов). Однако одним из наиболее информативных и перспективных методов является акустическая

спектроскопия. Ультразвуковые исследования уже позволили расширить существующие представления как о физических свойствах самих Я–Т ионов, так и о характере их влияния на физические свойства кристаллов [4].

Однако этим не исчерпывается исследование взаимодействия акустических волн с Я–Т ионами. Периодические кластеры и структуры, образованные Я–Т ионами, оказывают сильное влияние на характер распространения самих акустических волн и тем самым создают новые возможности для их нелинейного преобразования.

Таким образом, можно сформулировать следующие наиболее важные проблемы, связанные с распространением ультразвуковых волн в кристаллах с Я–Т ионами:

- изучение деформационных потенциалов вокруг Я–Т ионов;
- изучение особенностей кластерных и доменных структур, образованных Я–Т ионами;
- изучение воздействия ультразвуковых волн на фотовозбужденные электроны и процессы формирования кластерных и доменных структур;
- генерация и преобразование ультразвуковых волн на упорядоченных системах Я–Т ионов.

Перед современной техникой ультразвуковых волн мега- и гигагерцового диапазонов стоят практически те же проблемы, что и перед когерентной оптикой: освоение более высокочастотных диапазонов, новые источники генерации когерентного излучения, управление параметрами ультразвуковых пучков, преобразование частоты. Так же, как это уже делается в оптическом диапазоне, поставленные задачи и в ультразвуке наиболее успешно можно решить, используя материалы, содержащие Я–Т ионы, а также кластерные и доменные периодические структуры, образованные Я–Т ионами.

Чтобы более правильно представить тенденцию использования Я–Т ионов в акустоэлектронике и их исследования ультразвуковыми методами, мы ограничим обзор литературы только последним десятилетием. К тому же именно этот период связан и с работой Российского фонда фундаментальных исследований.

1.2. Роль ян-теллеровских ионов в образовании кластерных и доменных структур

Как уже отмечалось во введении, наличие изолированных Я–Т ионов, например в виде примеси в диэлектрических кристаллах, приводит к искажению комплекса, образованного Я–Т ионом и ближайшими к нему ионами первой

координационной сферы. При деформации комплекса упругая энергия решетки возрастает, и равновесное состояние комплекса достигается за счет уменьшения Я–Т энергии, что можно описать минимизированной энергией связанной системы

$$E = \frac{1}{2}cu^2 \pm \eta u,$$

где c – модуль упругости; η – константа электронно-решеточной связи. При этом максимальная деформация u , соответствующая условию снятия вырождения электронных уровней, имеет вид $u = \pm \eta/c$.

Дополнительные смещения Я–Т ионов, обусловленные эффектом Яна–Теллера, могут вызывать значительную поляризацию решетки вблизи Я–Т иона и появление большого электрического дипольного момента.

Как уже отмечалось в ряде теоретических и экспериментальных работ [5–10], при общей концентрации примесных Я–Т ионов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ может возникать взаимодействие ближайших Я–Т комплексов между собой, т.е. динамическое искажение, производимое одним ионом, влияет на соседние ионы (кооперативный Я–Т эффект, проявляющийся в параллельной ориентации дипольных моментов). Этот эффект наиболее ярко выражен в кристаллах, обладающих большой поляризуемостью. Я–Т ионы в них могут образовывать полярные кластеры [7], которые нелинейно взаимодействуют с локальными искажениями поляризации и линейно – с деформациями решетки. Такие кластеры наиболее устойчивы, если они образованы Я–Т и не Я–Т ионами одного сорта, например, ионами Fe^{2+} и Fe^{3+} или Nb^{4+} и Nb^{5+} . Зарядовая компенсация в кластере обусловлена возникновением различных зарядовых состояний активных ионов, причем они соответствуют электронной или дырочной локализации. В этом случае происходит увеличение поляризованности всего полярного кластера. Другим подтверждением подобной модели кластерообразования является обнаружение полярных кластеров вокруг ионов Sr^{2+} и Sr^{3+} в диэлектрическом кристалле рубина [6]. Поскольку величина электрического поля в каждом кластере достигала 10^6 В/см , то можно говорить об образовании микроскопической доменной структуры.

С помощью описанной выше модели можно объяснить обнаруженное в ряде экспериментов [8, 9] возникновение сильного электрического поля ($\sim 10^4$ – 10^5 В/см) вблизи границ Я–Т ионов с различной валентностью (например, $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$ в ниобате лития и титанате бария) при облучении поверхности ряда оксидных сегнетоэлект-

риков двумя интерферирующими лазерными пучками. При оптическом облучении происходит фотовозбуждение электронов с донорных центров (Fe^{2+}), а затем, вследствие фотовольтаического эффекта, переход электронов из освещенных областей в неосвещенные и последующий их захват акцепторными центрами (Fe^{3+}). Образованные таким способом периодические структуры Я–Т ионов с переменной валентностью получили название фоторефрактивных или голографических решеток. Размеры полос d в таких решетках определяются только периодом интерференции оптических пучков ($0,1 \leq d \leq 10$ мкм). Каждую полосу в решетке можно рассматривать как кластерную структуру, образованную Я–Т ионами, доказательством чему является значительное изменение показателя преломления в полосе ($\Delta n \leq 10^{-3}$).

В определенных условиях, например, при приложении электрических полей, полярные кластеры могут перерастать в домены, т.е. области с инверсной поляризацией по отношению к поляризации всего объема образца [10]. Как было показано в ряде экспериментов [4, 11], при одновременном фотовозбуждении электронов и приложении сильного электрического поля с напряженностью, меньшей напряженности поля реполяризации, возникают фотоиндуцированные микродомены вокруг примесных Я–Т ионов. При увеличении концентрации Я–Т ионов до 0,1 ат.% возникают макроскопические домены, конфигурация которых определяется формой проекции оптического пучка на поверхность образца.

Общим свойством таких кластерных или доменных периодических структур в сегнетоэлектриках-пьезоэлектриках является образование сильных градиентов электрических и упругих полей на границах периодических слоев. На границах доменов также изменяется и знак пьезоэлектрических модулей. Как показали теоретические расчеты [12], такие градиенты электрических и упругих полей определяются процессами диффузионного перемещения фотоиндуцированных электронов между заполненными и пустыми ловушками, в роли которых выступают Я–Т ионы. Поскольку область проникновения полей невелика и составляет $\sim 10\%$ от периода решетки d , наиболее перспективным представляется изучение взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ) с такими решетками при $d \sim 0,1-1$ мкм.

Не меньший интерес представляют различные виды зарядовых, спиновых и орбитальных сверхструктур, образованных Я–Т ионами марганца в манганитах. Я–Т ионы с различной валентностью ($\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$) и различной электрон-

ной конфигурацией индуцируют упругие деформации в кристалле, и электрон-решеточное взаимодействие посредством таких деформаций может приводить к возникновению различных сверхструктур. Уже экспериментально наблюдалось магнитное спиновое упорядочение в виде слоев из магнитных ионов Mn^{3+} и диэлектрических слоев (LaO или SrO). Магнитные и диэлектрические домены могут достигать размеров $\sim 10^3$ Å. Другим видом является зарядовое упорядочение в виде полосовых структур (страйпов), состоящих из цепочек ионов $\text{Mn}^{3+}-\text{Mn}^{4+}-\text{Mn}^{3+}$ с длиной цепочек до 500 Å [3, 13–16].

Таким образом, было достаточно убедительно показано теоретически и установлено экспериментально, что Я–Т ионы могут образовывать различного рода сверхструктуры или решетки в диэлектрических, сегнетоэлектрических и магнитных кристаллах, состоящих из кластеров или доменов. Период таких структур может изменяться от нано- до микрометров в зависимости от влияния на их образование внутренних и внешних факторов. Следовательно, такие сверхструктуры могут быть использованы при создании фотонных, магнитных или фононных кристаллов [17]. Появляется возможность создания на основе Я–Т сверхрешеток подобных кристаллов в планарной геометрии, что, несомненно, важно при создании интегральных устройств для генерации, управления и преобразования электромагнитных, акустических и спиновых волн в широком частотном диапазоне. При этом управление параметрами сверхрешеток возможно с помощью сравнительно небольших при использовании планарных структур электрических или магнитных полей.

1.3. Взаимодействие ультразвуковых волн с фотовозбужденными от ян-теллеровских ионов электронами и формирование кластерных и доменных структур

С середины 1960-х гг. стали разрабатываться устройства для преобразования и записи ультразвуковых сигналов, основанные на нелинейном взаимодействии акустических волн со свободными электронами в полупроводниковых кристаллах в сэндвичевых структурах типа «пьезоэлектрик-полупроводник». При этом обработка и запись акустических сигналов основана на модуляции свободных электронов электрическим полем, сопровождающим акустическую волну в пьезоэлектриках, и последующим их захватом какими-либо центрами в полупроводнике [18].

В последнее время была продемонстрирована возможность акустического управления по-

током свободных электронов в манганите [19]. При распространении ПАВ вдоль пленки лантан-кальциевого манганита было обнаружено возникновение не только обычного акусто-электрического тока, но и аномального акусто-электрического эффекта. Аномальный эффект объясняется сильной модуляцией проводимости пленки вследствие деформации, создаваемой ПАВ в монокристаллической слоистой структуре «ниобат лития-манганит». Следует подчеркнуть, что в данном случае электронный ток создается перемещением носителей по цепочке $Mn^{3+}-O-Mn^{3+}$.

Несомненно перспективной является возможность акустического управления потоком фотовозбужденных электронов от Я–Т ионов в оксидных сегнетоэлектриках-полупроводниках. В частности, было установлено [8, 20], что в ряде оксидных сегнетоэлектриков, обладающих к тому же сильным пьезоэффектом ($LiNbO_3$, $LiTaO_3$, $BaTiO_3$), при лазерном облучении возникает большое количество свободных электронов от Я–Т ионов. При оптимальном соотношении концентраций примесных ионов (Fe^{2+}/Fe^{3+} , Mn^{2+}/Mn^{3+} , Cr^{2+}/Cr^{3+}) $\approx 0,2-0,4$, а также ионов основной решетки (Nb^{4+}/Nb^{5+} , Ti^{3+}/Ti^{4+}) возникает система глубоких или мелких пустых или заполненных электронных ловушек. Оптическое облучение осуществляет перезарядку ловушек, причем концентрация свободных электронов может достигать $10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$. Позднее была показана возможность управления потоком оптически индуцированных электронов электрическим полем, сопровождающим бегущую или стоячую акустическую волну [20, 21]. При этом время жизни таких электронов в ловушках (Я–Т ионы) может варьироваться от микросекунд до сотен часов. Наконец, с помощью акустических волн было осуществлено такое пространственное перераспределение фотовозбужденных электронов в ниобате лития с ионами железа, которое привело к формированию фоторефрактивной решетки [22] и регулярной доменной структуры [23].

1.4. Взаимодействие акустических волн с ян-теллеровскими ионами

Акустические волны при распространении в кристалле создают периодические колебания кристаллической решетки, сопровождающиеся поглощением энергии упругих колебаний и дисперсией фазовой скорости. Причинами основного или решеточного затухания являются нелинейность упругих свойств и несовершенство решетки (дислокации, дефекты).

Сильная связь Я–Т ионов с решеткой кристалла обуславливает возникновение дополни-

тельного затухания и дисперсии скорости акустической волны, имеющие резонансный или нерезонансный характер [24].

Взаимодействие акустических волн с изолированными не взаимодействующими между собой Я–Т ионами может осуществляться путем модуляции внутрикристаллических полей в месте расположения иона. При этом наиболее существенным в диэлектрических кристаллах является взаимодействие переменного электрического поля, возникающее при акустической модуляции внутрикристаллического поля, с квадрупольным моментом электронного спина (механизм Ван-Флека). Для электронных спинов с $S = 5/2$ преимущественным является механизм, обусловленный модуляцией упругим полем спин-орбитального взаимодействия в условиях «замораживания» орбитального момента. В магнитоупорядоченных веществах основную роль играет акустическая модуляция обменного взаимодействия между спинами.

В резонансных условиях (акустический парамагнитный резонанс), когда энергия кванта упругих колебаний соответствует разности энергий между магнитными подуровнями, возникает поглощение акустической энергии системой электронных или ядерных спинов. Исследуя зависимость дополнительного поглощения и дисперсии от взаимной ориентации направлений кристаллических осей, волнового вектора, поляризации акустической волны и направления магнитного поля, можно делать выводы о механизме спин-фононного взаимодействия и определять его интенсивность.

Экспериментальные исследования методом акустического парамагнитного резонанса позволили получить энергетические спектры ряда Я–Т ионов в диэлектрических и полупроводниковых кристаллах, измерить элементы тензора спин-фононного взаимодействия, а также – и, пожалуй, это самое главное, – определить влияние Я–Т ионов на оптические и упругие параметры этих кристаллов [25].

Исследования акустического ядерного магнитного резонанса (ЯМР) оказались наиболее продвинутыми в области изучения магнитоупорядоченных веществ. С его помощью были исследованы процессы монодоменизации ферро- и антиферромагнетиков, определены сверхтонкие поля на ядрах магнитных Я–Т ионов [26]. Одновременно было установлено, что в резонансных условиях акустические волны, сильно взаимодействующие со спиновыми волнами, испытывают перенормировку упругих модулей [27]. Таким образом, на основе экспериментальных исследований по акустическому ЯМР была подтверждена теоретическая модель

сильного взаимодействия трех подсистем: ядерной, электронной и упругой [28]. Именно эта связь ответственна за акустический ЯМР, при котором колебания решетки вызывают нерезонансные колебания электронных спинов, а последние воздействуют на резонансные периоды в ядерной спин-системе Я–Т ионов (Mn, Fe).

Акустическое нерезонансное дополнительное поглощение и дисперсия могут достигать значений, сравнимых с решеточными затуханиями и дисперсией при кооперативном Я–Т взаимодействии. Наиболее сильные эффекты наблюдаются при распространении акустических волн в условиях возникновения структурного или магнитного фазовых переходов. Именно использование акустических методов впервые позволило наиболее полно исследовать особенности фазовых переходов в шпинелях, редкоземельных кристаллах типа RM и RMO_4 (R – ионы Dy^{3+} , Tm^{3+} , Nb^{3+} , Tb^{3+}) [29, 30]. Изучение изменений в дисперсии и поглощении для различных акустических мод позволяет оценить величину Я–Т энергии с помощью микроскопической модели для обобщенной системы «решетка – электронная подсистема – Я–Т подсистема». Дело заключается в том, что, в отличие от обычных ионных комплексов, имеющих сферическую форму, Я–Т комплексы всегда искажены вдоль определенных кристаллографических направлений, и характеристики распространяющихся продольных и поперечных волн будут зависеть от формы искажений Я–Т комплекса, а также от параметров орбитального упорядочения.

В последние годы наибольшее внимание привлекли материалы, содержащие Я–Т ионы и обладающие большим количеством фазовых состояний и различных видов упорядочения [30]. В первую очередь это относится к купратам и манганитам. В таких материалах переплетены разнообразными свойствами металлов и диэлектриков, ионных и ковалентных кристаллов, ферромагнитных и антиферромагнитных систем. Интерес к их исследованию непрерывно подогревается незавершенностью разработки основных механизмов обнаруженных эффектов: высокотемпературной сверхпроводимости в купратах и колоссального магнитосопротивления в манганитах. При этом все более очевидной становится решающая роль в указанных эффектах Я–Т ионов. Так, для различного состава манганитов и других родственных материалов с помощью акустических исследований были изучены особенности структурных фазовых переходов и, в частности, изменение симметрии структурных фаз, установлены параметры спинового и зарядового упорядочения, энергии спин-фононного, электрон-решеточного и Я–Т взаимодействий [13, 15, 31–40].

До настоящего времени нет полной картины процессов и механизмов образования в манганитах, купратах и хроматах кластерных, полосовых (stripes) или слоистых (bistripes) структур за счет зарядового, орбитального или спинового упорядочения. Пока стало очевидным, что главную роль в образовании таких сверхструктур играют упругие взаимодействия, обусловленные кооперативным взаимодействием между Я–Т ионами [3]. Более того, даже типы упорядочения, например, stripes или bistripes, нуждаются в уточнении.

Следует ожидать, что применение акустических волн, особенно в высокочастотном диапазоне ($f \geq 1000$ МГц), где длина волны по порядку величины сравнима с параметрами наблюдавшихся сверхструктур, будет весьма перспективным. Тем более, что уже первое применение высокочастотных волн ($f \sim 700$ МГц) позволило установить возникновение структурных микродоменов в манганите состава $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,175$) вблизи пересечения температур структурного и магнитного фазовых переходов [15].

1.5. Распространение акустических волн в кластерных и доменных структурах, образованных Я–Т ионами

Кластерные и доменные структуры можно рассматривать как систему анизотропных сред, разделенных границами, на которых в зависимости от класса симметрии среды происходит изменение диэлектрических, упругих, пьезоэлектрических или магнитоупругих параметров. Таким образом, границы сверхструктур вносят дополнительный вклад в акустическую нелинейность кристаллов, что расширяет возможности использования таких линейных и нелинейных акустических эффектов как отражение, преломление, генерация основной и высших гармоник, параметрическое преобразование частоты, обращение волнового фронта в широком частотном диапазоне вплоть до гигагерц.

Существуют определенные различия в распространении акустических волн через наведенные оптическим пучком фоторефрактивные решетки и периодические доменные структуры в сегнетоэлектриках [41]. В первом случае соседние слои будут отличаться друг от друга значением скоростей упругих волн вследствие значительных градиентов оптически индуцированных электрических полей. Поэтому фоторефрактивные решетки можно рассматривать как акустические аналоги одномерных фотонных кристаллов (фононные кристаллы). Во втором случае упругие свойства доменов одинаковы, но они различаются знаками пьезоэлектрических коэффициентов.

Экспериментальные исследования по взаимодействию акустических волн с фоторефрактивными решетками начались еще в 80-е гг. XX века. Вначале было обнаружено отражение объемных волн с частотой 900 МГц от фоторефрактивной решетки, образованной ионами железа в ниобате лития [42]. Максимум отражения соответствовал кратности длины акустической волны периоду решетки. С использованием более совершенной методики на подобной решетке наблюдалось отражение как акустических, так и оптических волн при условии выполнения условия брэгговского отражения от решетки [43].

Теоретически прохождение акустических волн через периодические доменные структуры, сформированные в сегнетопъезоэлектриках, неоднократно рассматривалось в последние годы [44–47]. По-видимому, наиболее полное рассмотрение условий полного отражения или, наоборот, полного прохождения акустических волн через такие решетки было выполнено А.Л. Шуваловым и А.С. Горкуновым [46], которыми были определены полосы прозрачности в дифракционном спектре и были сделаны оценки коэффициентов отражения для титаната бария.

Впервые экспериментально отражение объемных акустических волн от периодической структуры доменов, сформированной в ниобате лития, было обнаружено в условиях возбуждения самой акустической волны на доменной структуре переменным электрическим полем [49]. Отражение носило резонансный характер и соответствовало условию кратности длины волны периоду доменной структуры. Отражение ПАВ от границы доменов также наблюдалось в ниобате лития [49]. Несколько позднее отражение и преломление ПАВ исследовалось на индуцированной доменной структуре в ниобате лития с ионами железа [50]. Были обнаружены частотные интервалы практически полного (до 90%) отражения ПАВ от доменной структуры и интервалы практически полного прохождения; было установлено, что брэгговское отражение ПАВ возникает вследствие интерференции между падающей волной и волнами, отраженными от внутренних границ между доменами. Таким образом, была экспериментально показана возможность использования периодических доменных структур, образованных Я–Т ионами, в качестве фононных кристаллов в широком частотном диапазоне до гигагерц.

Следует отметить такую особенность в изучении распространения ультразвуковых волн через периодические доменные структуры. В большинстве теоретических работ рассматривалось распространение волн через структуры

ростовых доменов. Однако ростовые домены образуют достаточно сложные структурные образования, период которых чаще всего составляет доли микрометра. По-видимому, вследствие этих обстоятельств до настоящего времени практически отсутствуют экспериментальные исследования на ростовых доменах, а пока немногочисленные реальные результаты были получены на индуцированных доменах в одном и том же материале – ниобате лития, домены в котором были образованы перераспределением ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} .

Теоретически был рассмотрен механизм отражения ультразвуковых волн от многослойного ферромагнитного образца за счет взаимодействия упругих и спиновых волн [44], однако пока эта модель получила лишь косвенные подтверждения при распространении ультразвуковых импульсов в условиях акустического ЯМР ядер Mn^{55} [52].

1.6. Акустические нелинейные эффекты в кристаллах

Акустические нелинейные эффекты в кристаллах могут возникать как при внешних воздействиях, так и при воздействии на среду самой акустической волны (эффект самовоздействия). Разнообразные воздействия приводят к изменению модулей упругости, электрострикции, пьезоэлектрических и магнитоупругих модулей. Ранее исследователи ограничивались рассмотрением нелинейных эффектов в физически и химически однородных беспримесных средах, обладающих вышеуказанными неоднородностями. Наличие Я–Т кластерных или доменных структур приводит к образованию нового типа нелинейностей на границах сверхструктур или решеток. При этом такие нелинейности имеют локальный характер и могут значительно влиять на распространение акустических волн, если длина волны сопоставима с размерами Я–Т неоднородностей.

Так, возникновение второй гармоники было обнаружено при прохождении интенсивной ПАВ с амплитудой относительной деформации $\sim 10^{-4}$ через периодическую доменную структуру, образованную ионами железа в ниобате лития [53]. Распространение когерентных упругих колебаний на удвоенной частоте наблюдалось как по ходу распространения акустического импульса на основной частоте, так и в обратном направлении. Было также обнаружено рассеяние [32] и преобразование акустических мод [15] на магнитоупругих доменах, образованных ионами Mn^{3+} в лантан-стронциевом манганите. В последнем случае вблизи пересечения структурного и магнитного фазовых переходов

наблюдалась трансформация квазипродольной волны в квазипоперечную магнитоупругую волну, что соответствовало условию кратности размера домена длине акустической волны ($\sim 1-3$ мкм).

Существует несколько экспериментально осуществленных способов обращения волнового фронта ультразвукового пучка [54]. Наиболее эффективным из них считается нелинейное трехволновое взаимодействие двух взаимоположенно распространяющихся акустических пучков на частоте ω и переменного электрического поля с частотой 2ω [55]. В этом случае используются материалы с сильной однородной акустической нелинейностью типа LiNbO_3 . Недавно был предложен новый способ параметрического обращения нелинейных акустических волн, основанный на фонон-плазмонном взаимодействии электронных ловушек в полупроводниках при облучении образца последовательностью коротких лазерных импульсов. Однако пока предложенный способ экспериментально не осуществлен. Предполагается возможным осуществление подобного процесса обращения волнового фронта с использованием фотовозбужденных электронов от Я-Т ионов, например, Fe^{2+} , Mn^{3+} в сегнетопъезоэлектриках ниобате лития или титанате бария. Как показали теоретические расчеты и предварительные эксперименты [57], можно надеяться, что такое обращение волнового фронта будет более эффективным, о чем свидетельствуют и эксперименты по генерации акустических волн лазерным пучком на фоторефрактивных решетках [59–60] и периодических доменных структурах [61].

1.7. Генерация ультразвуковых волн на фоторефрактивных решетках и периодических доменных структурах

Эффективная генерация когерентных упругих колебаний в пьезоэлектрическом или магнитоупругом кристалле возможна, если возбуждающее электромагнитное поле изменяется на размере порядка длины ультразвуковой волны. Создание таких устройств в гигагерцовом диапазоне сопряжено со значительными технологическими трудностями. В то же время очевидно, что эффективное преобразование возможно и в однородном электрическом или магнитном поле, если только имеется пространственная модуляция параметров среды с периодом порядка длины волны. Сформированную в кристалле периодическую структуру в приложенном переменном электрическом или магнитном поле можно рассматривать как систему периодически расположенных источников акусти-

ческих волн. Когерентная генерация возникает при условии совпадения фаз источников, что соответствует совпадению (или кратности) периода системы с длиной акустической волны.

Первые эксперименты по генерации поверхностных и объемных акустических волн переменным электрическим полем были выполнены на фоторефрактивной решетке [62], где наблюдалось относительно небольшое увеличение коэффициента преобразования энергии электрического поля в акустическую энергию по сравнению с монодоменными образцами. Значительное повышение коэффициента преобразования и расширение частотного диапазона генерации вплоть до 1000 МГц было достигнуто в работе [48] путем использования сформированных в ниобате лития с железом периодических доменных структур с размерами доменов в несколько микрометров. Экспериментально исследованные спектры генерируемых колебаний вполне соответствовали теоретическим расчетам для периодических доменных структур.

Создание фоторефрактивных решеток и периодических доменных структур с заданным периодом позволило перейти к изучению возможностей генерации акустических волн под действием лазерного облучения периодических структур. Следует отметить принципиальное отличие этого способа, основанного на преобразовании импульсов фотоиндуцированного электрического поля в акустические колебания, от хорошо известных способов лазерной генерации ультразвука. В последних используется один из макроскопических механизмов генерации: тепловой, испарительный, пробойный или стрикционный.

Поскольку запись и стирание фотоиндуцированной голографической решетки в сегнетоэлектрике сопровождается значительным изменением градиентов электрического поля, было высказано предположение, подтвержденное затем экспериментально, о наиболее эффективной генерации акустических волн в эти периоды [58, 59]. Позднее с помощью оптического облучения фоторефрактивной решетки были возбуждены и поверхностные акустические волны [60].

Лазерная генерация ПАВ была осуществлена на периодической доменной структуре, сформированной вблизи поверхности монокристалла ниобата лития с ионами железа. При этом под воздействием коротких лазерных импульсов одновременно генерировались ультразвуковые волны на основной частоте и второй гармонике [61]. Процесс лазерной генерации ультразвуковых волн можно представить как

изменение электрического поля в каждом домене за счет фотогенерации электронов во время действия импульса. Вызванный ею скачок электрического поля в доменах посредством обратного пьезоэффекта приводит к генерации акустических колебаний. Поскольку индуцированное лазером поле пространственно однородно, изменение поля в соседних доменах имеет противоположный знак, что аналогично случаю генерации переменным электрическим полем.

1.8. Акустическая самоиндуцированная прозрачность и солитоны

Эффект самоиндуцированной прозрачности состоит в прохождении через среду коротких мощных импульсов когерентного излучения без потерь энергии. Он обусловлен колебательным характером динамики квантовых переходов в резонансном поле, т.е. в течение времени, меньшего всех времен релаксации. Распространяющиеся когерентные волны могут трансформироваться в солитоноподобные (т.е. обладающие эффектом самосжатия) импульсы в условиях нелинейного взаимодействия импульса с парамагнитными ионами за счет акустической самоиндуцированной прозрачности или за счет эффектов, связанных с ангармоническими колебаниями и дисперсией.

Практическая реализация самоиндуцированной прозрачности и солитонного режима распространения импульсов ультразвуковых волн наиболее эффективна в диэлектрических кристаллах, содержащих примесные Я–Т ионы. Ранее подобные эксперименты были осуществлены только в условиях акустического парамагнитного резонанса на ионах Fe^{2+} в MgO и LiNbO_3 [24]. В последние годы снова возрос интерес к подобным нелинейным акустическим эффектам, что во многом связано с новыми возможностями генерации сверхкоротких акустических импульсов [63, 64]. Так, в недавней работе [65] наблюдалось образование акустических солитоноподобных импульсов пикосекундной длительности в монокристаллических тонких образцах сапфира, кварца и MgO . Акустические импульсы генерировались в пленках алюминия, напыленных на поверхности образцов, фемтосекундными лазерными импульсами. Солитоны образовывались на расстоянии несколько миллиметров от преобразователя вследствие баланса дисперсии, обусловленной положением атомов в кристаллической решетке, и нелинейности, возникающей из ангармоничности межатомных сил.

Следует отметить возможность применения подобных нелинейных эффектов одновременно в оптике и акустике. Поскольку уже было об-

наружено существенное уменьшение групповой скорости света в кристаллах с имплантированными редкоземельными ионами [66, 67] до значений, сравнимых со скоростью звука в этой среде, создается возможность достижения фазового согласования между электромагнитной и акустической волнами в диэлектрических световодах с имплантированными Я–Т ионами [68].

2. Проблематика и важнейшие результаты исследований, проводимых в России, научный потенциал

Тематика проводимых в настоящее время в России исследований по взаимодействию ультразвуковых волн с Я–Т ионами и изучению самих Я–Т ионов получила свое начало еще в 80-е гг. XX века. В первую очередь это касается теоретических и экспериментальных исследований по влиянию Я–Т ионов на различные физические свойства материалов. В первое время основными методами исследований были оптическая и ЭПР-спектроскопия. Однако затем стали все более активно использоваться и другие физические методы, в том числе и акустическая спектроскопия [24]. Следует отметить, что ряд советских теоретиков теперь успешно продолжает подобные теоретические исследования за рубежом (например, М.Д. Каплан, В.Т. Вехтер, В. Кирюшкин, Г. Халиуллин, Д.И. Хомский), в том числе и совместно с российскими коллегами [2, 69, 73].

К наиболее важным направлениям теоретических и экспериментальных исследований, проводимых в России, можно отнести следующие.

1. Теоретические и экспериментальные исследования сильно коррелированных Я–Т систем и их влияния на физические свойства материалов, в том числе на структурные и магнитные фазовые переходы, сверхрешетки и колоссальное магнитосопротивление. Причем, поскольку все эти процессы в той или иной степени связаны с упругими взаимодействиями Я–Т ионов, то ультразвуковые методы заняли здесь достойное место. Подобные теоретические исследования выполняются в ряде институтов РАН (Казанском и Санкт-Петербургском ФТИ, Институте физики металлов УрО РАН), Московском государственном университете, Казанском государственном энергетическом университете.

К наиболее важным результатам в этом направлении можно отнести следующие:

– разработка теоретических моделей роли упругих взаимодействий среди Я–Т ионов в формировании спиновых, орбитальных и зарядовых упорядоченных сверхструктур в манганитах и купратах [2, 39, 69, 70];

– разработка физических моделей формирования полярных кластеров и доменов, образованных Я–Т ионами, и их связи с физическими свойствами материалов [3–8, 12].

Указанные выше результаты теоретических исследований во многом стимулировали проведение экспериментов, в частности, с использованием ультразвуковых методов [31, 36]. Можно однозначно утверждать, что они позволяют понять механизмы не только ВТСП и КМС, но и в целом физики сильно коррелированных материалов. Естественно, что они оказывали и будут оказывать в дальнейшем существенное влияние на решения данной проблемы, о чем свидетельствуют многочисленные ссылки на эти работы;

– пионерские работы по изучению особенностей распространения ультразвуковых волн в широком частотном диапазоне (1–1000 МГц) и температурном интервале (4,2–500 К) в магнетиках, приведшие к обнаружению новых фазовых переходов [31, 38, 40], смягчения акустических мод вблизи структурных и магнитных фазовых переходов [31, 35–40], формирования кластерных и доменных структур Я–Т ионами [15], дисперсии скорости и вращения плоскости поляризации [27, 72]. Именно эти работы продолжили начатое еще в 70–90-е гг. формирование нового научного направления – магнитной акустики. Приоритет советских, а затем и российских ученых в этом направлении бесспорен, а их влияние на решение этой проблемы определяющее.

2. Теоретическое и экспериментальное исследование слабо коррелированных систем Я–Т ионов в диэлектрических кристаллах и их взаимодействие с ультразвуковыми волнами, приведшее к получению следующих наиболее важных результатов:

– разработка физической модели зарядовой локализации в системах Я–Т ионов и модели релаксационных сегнетоэлектриков [7, 10, 71];

– обнаружение формирования доменной структуры, образованной ионами железа и полем ультразвуковой волны в ниобате лития [4, 23]. Эти исследования оказывают заметное влияние на решение данной проблемы.

3. Теоретические и экспериментальные исследования распространения акустических волн через периодические доменные структуры. Наиболее важные результаты:

– разработка физической модели и аналитического описания, основанного на использовании матричного пропагатора, процессов отражения и прохождения акустических волн через системы периодических антифазных доменов; установление влияния на дифракцию акустичес-

ких волн параметров электромеханической связи, числа доменов и углов падения волн [45, 46];

– экспериментальное обнаружение отражения ультразвуковых волн от фотоиндуцированных голографических решеток [43] и системы индуцированных периодических доменов в ниобате лития [50];

– параметрическое обращение волнового фронта акустической волны на периодических структурах типа доменов или сформированных лазерным пучком [54, 56, 57];

– обнаружение генерации второй и высших акустических гармоник при распространении ультразвуковой волны через периодическую доменную структуру [53]. Результаты исследований оказывают заметное влияние на решение данной проблемы.

4. Теоретические и экспериментальные исследования генерации ультразвуковых волн на фоторефрактивных решетках и периодических доменных структурах:

– обнаружение генерации ультразвука на фоторефрактивных решетках, сформированных в ниобате лития и титанате бария переменным электрическим полем или периодически модулированным лазерным пучком [58–60, 62].

– обнаружение генерации ультразвука с помощью лазерных импульсов на сформированной в ниобате лития с железом периодической доменной структуре [61].

Результаты исследований оказывают заметное влияние на решение данной проблемы.

5. Исследование самовоздействия ультразвуковых импульсов при нелинейном взаимодействии со средой распространения:

– разработка теоретической модели возникновения эффекта самоиндуцированной прозрачности и возможности возникновения сверхкоротких акустических импульсов (акустических солитонов);

– разработка модели фазового согласования между электромагнитной и акустической волнами в диэлектрических световодах с имплантированными Я–Т ионами.

Теоретические работы, бесспорно, оказывают заметное влияние на решение данной проблемы.

Выполнению разнообразных экспериментальных исследований с использованием ультразвуковых волн в России способствуют три обстоятельства. Во-первых, сохранился большой отряд физиков-теоретиков, до сих пор не утративших свои ведущие позиции в мировой науке. Во-вторых, также сохранились навыки проведения ультразвуковых исследований с помощью сконструированной своими руками

аппаратуры. В-третьих, отсутствие на мировом рынке серийно выпускаемых акустических спектрометров, что несколько уравнивает возможности российских и зарубежных экспериментаторов в области ультразвука. К сожалению, возможности использования для ультразвуковых исследований необходимых электронных устройств, даже ранее засекреченных, практически исчерпаны, и отставание от зарубежных исследователей будет возрастать. Не менее остро стоит проблема и с научными кадрами. Судя по публикациям, большинство исследователей начинало свои эксперименты в 70–80-е гг. прошлого века. Более того, ряд научных школ, занимавшихся ранее ультразвуковыми исследованиями в данном направлении, либо сузили свои тематики, либо совсем прекратили исследования.

Раздел 2

В течение 10 лет работы РФФИ практически все исследования по данному направлению по крайней мере однократно финансировались Фондом. Проблематика финансируемых проектов сводилась, главным образом, к следующим направлениям:

- модели кластеров и доменных структур, образованных Я–Т ионами;
- распространение упругих волн в анизотропных неоднородных средах;
- генерация и преобразование ультразвуковых волн в голографических решетках и периодических доменных структурах, содержащих Я–Т ионы.

При этом авторами проводимых исследований были получены следующие результаты:

- разработаны модели формирования кластеров и доменов, образованных Я–Т ионами, и их влияния на физические свойства материалов;
- разработаны модели распространения акустических волн через кластерные и доменные структуры;
- разработаны модели самовоздействия ультразвуковых импульсов при нелинейном взаимодействии со средой распространения;

– обнаружено отражение и преломление ультразвуковых волн на фоторефрактивных решетках и периодических доменных структурах, образованных Я–Т ионами;

– обнаружен ряд эффектов нелинейного взаимодействия ультразвуковых волн с фоторефрактивными решетками и доменными структурами: генерация высших гармоник, обращение волнового фронта.

Несомненно, результаты, полученные в ходе выполнения проектов, финансируемых РФФИ, оказали самое существенное влияние на развитие исследований как самих Я–Т ионов ультразвуковыми методами, так и стимулировали исследования по возможным применениям Я–Т ионов в акустоэлектронных устройствах.

В качестве практического использования выполненных ранее исследований можно указать на результаты по генерации и преобразованию ультразвуковых волн на индуцированных доменных структурах и фотоиндуцированных решетках, образованных Я–Т ионами, где были показаны их реальные преимущества по сравнению с ранее использовавшимися нелинейными материалами.

Результаты практического применения изложены в поддержанных РФФИ работах [53, 59, 61].

Раздел 3

Проблематика проектов РФФИ соответствует большинству проблем, указанных в Перечне актуальных проблем, рассмотренных в данном обзоре, за исключением раздела, связанного с исследованиями, направленными на изучение фазового согласования электромагнитных и акустических волн в диэлектрических световодах с имплантированными Я–Т ионами.

В настоящее время наиболее интенсивные исследования по данной проблематике проводятся сложившимися научными школами в Казанском и Санкт-Петербургском ФТИ РАН, Институте физики металлов УрО РАН, Московском государственном университете, Казанском государственном энергетическом университете, и эти исследования, несомненно, нуждаются в дальнейшей поддержке РФФИ.

Литература

1. *Kaplan M.D., Vekhter B.G.* Cooperative Phenomena in Jahn–Teller Crystals. Plenum, N-Y., 1995.
2. *Khromskii D.I., Kugel K.I.* Elastic interactions and superstructures in manganites and Jahn-Teller systems // Phys. Rev. 2003. В67. P. 134401–134409. РФФИ 00-15-96570; 02-02-16708.
3. *Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И.* Индуцированные домены и периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах // УФН. 2000. 170. № 7. С. 697–712. РФФИ 99-02-17593.

4. Батанова Н.Л., Голенищев-Кутузов А.В., Калимуллин Р.И. Возникновение доменной структуры в ниобате лития под действием лазерного облучения // Изв. РАН (сер. физ.). 1998. 62. № 4. С. 384–386. РФФИ 96-02-18229.
5. *Vikblin V.S., Eglitis R.I. et. al.* Models of polar clusters // Phys. Rev. 2002. B65, P. 104304. РФФИ 00-02-16875, 01-02-17877.
6. *Basun S.A., Kaplyanskii A.A.* Impurity-site dependent polarity of photovoltaic effect in LiNbO_3 // Book of Abstracts Symposium on Ferroelectricity. St-Petersburg, 2002. P. 27. РФФИ 02-02-17662.
7. Уланов В.А., Зарипов М.М., Жеглов Е.П., Еремина Р.М. Тримеры примесных ионов меди в кристаллах CaF_2 // ФТТ. 2003. 45. № 1. С. 71–75.
8. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. С-Пб.: Наука, 1992.
9. *Mazur A., Schirmer O.F., Mendriks S.* Optical absorption and light induced charge transport of Fe^{2+} in BaTiO_3 // Appl. Phys. Lett. 1997. 70. P. 2395–2397.
10. Фрегатов С.О., Шерман А.В. Локальное формирование заряда в LiNbO_3 с помощью подвижного иглообразного электрода // ФТТ. 1999. 41. С. 510.
11. *Gudbey R.S., Garces-Chavez.* Microdomains in LiNbO_3 : Fe // Optic. Lett. 1997. 22. P. 439.
12. Нуякшева К.С., Кириллов А.М., Шандаров С.М. Распределение упругих и электрических полей фоторефрактивной решетки вблизи границы кристаллов // Акуст. журн. 2003. 49. № 5. С. 676–682. РФФИ 02-02-81044.
13. *Mira J., Rivas J., Moreno-Gobbi A., Macho M., Paolini G.* Ultrasonic evidence of an uncorrelated clusters formation temperature in manganites // Phys. Rev. 2003. B68. P. 092404.
14. Абрамова А.И., Королева Л.И., Мигурин А.В. Особенности магнитных, гальваномагнитных, упругих и магнитоупругих свойств манганитов // ЖЭТФ. 2002. 122. № 5. С. 1063–1073. РФФИ 00-15-96695, 00-02-17810.
15. Богданова Х.Г., Булатов А.Р., Голенищев-Кутузов В.А., Капралов А.В., Потанов А.В. Микроскопические неоднородности и генерация когерентных магнитоупругих колебаний на этих неоднородностях в кристалле манганита // Письма в ЖЭТФ. 2003. 78. № 5. С. 305–308. РФФИ 02-04-16440.
16. *Maazono R., Nagaosa N.* Jahn-Teller effect and electron correlation in manganites // Phys. Rev. 2003. B67. P. 06413.
17. *Yiannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals. Princeton University Press, 1995.
18. Пустовойт В.И. Взаимодействие электронных потоков с упругими волнами решетки // УФН. 1969. 96. С. 257.
19. Илсавский Ю.В. и др. Аномальный акустоэлектрический эффект и транспортные свойства тонких пленок LaCaMnO_3 // ЖЭТФ. 2002. 121. В6. С. 1374–1383. РФФИ 99-02-18333, 01-02-17479.
20. Владимирцев Ю.В., Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А. Акустооптическое взаимодействие в фоторефрактивных средах и его приложения // Акуст. журн. 1995. 41. № 3. С. 357–363. РФФИ 94-02-04234а.
21. *Berg N.J. et. al.* A new acoustophotorefractive effect in lithium niobate // Appl. Phys. Lett. 1997. 31. P. 555.
22. *Roshchupkin D., Brunel M.* Formation of a metastable superlattice by x-ray interaction with standing surface acoustic waves // Appl. Phys. Lett. 1993. 63. P. 305.
23. Быстров О.В., Голенищев-Кутузов А.В. Акустически индуцированная доменная структура в ниобате лития // Письма в ЖЭТФ. 1995. 61. № 2. С. 128. РФФИ 94-02-04234а.
24. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Хабибуллин Б.М. Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. М.: Наука, 1988.
25. *Akhmadullin I., Golenishchev-Kutuzov V., Migachev S., Korzhik M.* Investigation of the substitutional Fe^{2+} center in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ by acoustic EPR // J. Phys. Chem. Solids. 1993. 54. P. 117–121.
26. *Bogdanova Kb., Golenishchev-Kutuzov V., Kurkin M., Leontyev V., Nazipov M., Shakirzyanov M.* Magnetoacoustic resonance on nuclear spin waves // Appl. Magn. Resonance. 1998. 14. P. 583–600. РФФИ 93-02-14020.
27. Богданова Х.Г., Леонтьев В.Е., Шакирзянов М.М. Дисперсия скорости звука в борате железа при ядерном магнитоакустическом резонансе // ФТТ. 2000. 42. № 3. С. 492–498. РФФИ 99-02-16268.

28. Куркин М.И., Туров Е.А. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение. М.: Наука, 1990.
29. Melcher R.L. Anomalous elastic properties of materials // Phys. Acoustic, N-Y: Acad. Press. 1976. V. 12. P. 1–79.
30. Goto T., Nemoto Y., Ochiai A., Suzuki T. Elastic soft mode and charge ordering of Yb_4A_3 // Phys. Rev. 1998. B59. N 1. P. 269–276.
31. Гайдужов Ю.П., Данилова Н.П., Мухин А.А., Балбашиов А.М. Поведение скоростей звука соединений $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ в окрестности структурных и магнитных фазовых переходов // Письма в ЖЭТФ. 1998. 68. В2. С. 141–146. РФФИ 97-02-17325.
32. Darling T. et. al. Measurement of the elastic tensor of a single crystal of LaSrMnO_3 and its response to magnetic fields // Phys. Rev. 1998. B57. P. 5093–5097.
33. Zhu C., Zheng R. Ultrasonic evidence for magnetoelastic coupling in LaSrYCaMnO_3 perovskites // Phys. Rev. 1999. B59. P. 11169.
34. Hasama H. et. al. Quadrupolar effect in the perovskite manganite $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ // Phys. Rev. 2000. B62. P. 15012.
35. Зайнуллина Р.И., Бебенин Н.Г., Бурханов А.М., Устинов В.В., Арсенов А.А. Гигантский температурный гистерезис скорости звука и внутреннего трения в монокристалле LaSrMnO_3 // Письма в ЖЭТФ. 74. В2. С. 120-122 (2001), РФФИ 00-02-17544, 00-15-96745.
36. Богданова Х.Г., Булатов А.Р., Голенищев-Кутузов В.А., Шакирзянов М.М. Особенности распространения высокочастотного ультразвука в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0,175$) // ФТТ. 2001. 43. № 8. С. 1512–1515. РФФИ 99-02-16268.
37. Zainullina R., Bebenin N., Burkhanov A., Ustinov V. Longitudinal sound velocity and internal friction in ferromagnetic LaSrMnO_3 single-crystal manganites // Phys. Rev. 2002. B66. P. 064421. РФФИ 00-02-17544, 00-15-96745.
38. Богданова Х.Г., Булатов А.Р., Голенищев-Кутузов В.А., Голенищев-Кутузов В.А., Капралов А.В. Акустические аномалии вблизи структурных и магнитных фазовых переходов в манганите // Акуст. журн. 2002. 48. № 5. С. 596–601. РФФИ 02-02-16440.
39. Сайко А.П., Маркевич С.А. Феноменологическое описание гигантского температурного гистерезиса скорости ультразвука и внутреннего трения в манганите лантана // Письма в ЖЭТФ. 2003. 78. В5. С. 782–785.
40. Зайнуллина Р.И., Бебенин И.Г., Машкадцан В.В., Устинов В.В., Муковский Я.Я., Арсенов А.А. Упругие и кинетические свойства монокристалла LaBaMnO_3 // ФТТ. 2003. 45. № 9. С. 1671–1675. РФФИ 00-02-17544, 00-15-96745.
41. Голенищев-Кутузов В.А., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И. Индуцированные доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах. М.: Физматлит, 2003. РФФИ 03-02-30045д.
42. Qates D., Pan J. Bulk-acoustic-wave resonators using holographic reflection gratings in photorefractive materials // Ferroelectrics. 1989. 99. P. 253.
43. Ушаков Н.М., Колосов В.В. Брэгговское отражение оптических и акустических волн от потенциально наведенных периодических структур в ниобате лития с примесью железа // Письма в ЖЭТФ. 2001. 27. № 4.
44. Xingjiao Li et. al. Excitation in laminar domain systems in ferroelectrics // J. Phys. Condens. Matter. 1990. 2. P. 9577.
45. Alsbits V., Shuvalov A. Resonance reflection and transmission of shear elastic waves in multilayered piezoelectric structures // J. Appl. Phys. 1995. 77. P. 2659–2665.
46. Shuvalov A., Gorkunova A. Transverse acoustic waves in piezoelectric and ferroelectric antiphase superlattices // Phys. Rev. 1999. B59. N 14. P. 9070–9077. РФФИ 97-02-16338.
47. Косевич А.М., Мамалуй М.А. Линейные и нелинейные колебания и волны в оптических и акустических сверхрешетках (фотонных или фононных кристаллах) // ЖЭТФ. 2002. 122. В4. С. 897.
48. Zhu Y et. al. Ultrasonic spectrum in Fibonacci acoustic superlattices // Phys. Rev. 1989. B40. P. 8536.
49. Roshchupkin D. et. al. Reflection of surface acoustic waves on domain walls in LiNbO_3 // Appl. Phys. Lett. 1994. 64. P. 146.

50. Батанова Н.Л., Голенищев-Кутузов А.В. Распространение акустических волн в сегнето-пьезо-электриках с периодическим электрическим рельефом // Акуст. журн. 1997. 43. С. 545–547. РФФИ 96-02-18229.
51. Пейсахович Ю.Г., Штыганов А.А. Полное отражение ультразвука от ферромагнитной пластины при закреплении спинов на поверхности // ЖЭТФ. 2000. 118. В1. С. 213–222.
52. Богданова Х.Г., Голенищев-Кутузов В.А., Куркин М.И., и др. Гигантский магнитоакустический эффект в KMnF_3 , обусловленный ядерными спиновыми волнами // ЖЭТФ. 1999. 115. С. 1727–1739. РФФИ 96-02-16489.
53. Batanova N., Golenishchev-Kutuzov A., Golenishchev-Kutuzov V., Kalimullin R. Nonlinear interaction SAW with periodic domain structures in LiNbO_3 crystals // Ferroelectrics. 2003. 285. P. 321–325. РФФИ 01-02-16358a.
54. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л. Обращение волнового фронта // УФН. 1998. 168. С. 878.
55. Obno M. Generation of acoustic phase conjugate waves using nonlinear electroacoustic interaction in LiNbO_3 // Appl. Phys. Lett. 1989. 54. P. 1979.
56. Брысев А.П., Михалевиц В.Г., Стрельцов В.Н. Параметрическое отражение нелинейных акустических волн // Письма в ЖЭТФ. 2002. 75. В11. С. 660–663. РФФИ 00-15-96636, 01-02-16242, 02-02-16916.
57. Батанова Н.Л., Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И. Обращение волнового фронта ультразвуковых пучков на периодических доменных структурах // IX межд. научно-техн. конф. «Радиолокация, навигация и связь», Воронеж, 2001. Т. 2. С. 1272–1275.
58. Деев В.Н., Пятаков П.А. Оптическая генерация акустических волн на фоторефрактивной решетке // Акуст. журн. 1988. 34. № 4. С. 621–627.
59. Пятаков П.А. Нелинейное возбуждение акустической волны в фотопроводящем пьезоэлектрике импульсом света с периодическим распределением интенсивности // Акуст. журн. 1996. 42. № 6. С. 840–845. РФФИ 95-02-06147.
60. Петров Я.П. и др. Генерация ПАВ на фоторефрактивной решетке // Письма в ЖЭТФ. 1998. 24. С. 11.
61. Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И. Лазерная генерация акустических волн на периодической доменной структуре в ниобате лития // Акуст. журн. 2000. 46. № 3. С. 336–339. РФФИ 99-02-17593.
62. Дмитриев В.Н., Кудрявцев В.Н., Пятаков П.А. Электроакустическое взаимодействие на фоторефрактивной решетке в ниобате лития // Письма в ЖЭТФ. 1982. 8. № 8. С. 502.
63. Воронков С.В., Сазонов С.В. Акустическая самоиндуцированная прозрачность в режиме длинно-коротковолнового резонанса // ЖЭТФ. 2001. 120. С. 269. РФФИ 00-02-17436a.
64. Заболотский А.А. Интегрируемые модели динамики продольно-поперечной акустической волны в кристалле с парамагнитными примесями // ЖЭТФ. 2003. 123. № 3. С. 560–574.
65. Hao H-Y, Mures H.J. Experiments with acoustic solitons in crystalline solids // Phys. Rev. 2001. B64. P. 064302.
66. Matsko A.B. et al. Anomalous stimulated Brillouin scattering via ultraslow light // Phys. Rev. Lett. 2001. 86. P. 2006.
67. Kovalev V. Stimulated Brillouin scattering // Phys. Rev. Lett. 2002. 88. P. 239301.
68. Matsko A.B. et al. Using slow light to enhance acousto-optical effects // Phys. Rev. Lett. 2000. 84. P. 5752.
69. Kagan M., Kugel, Khomskii D. Phase separation in systems with charge ordering // ЖЭТФ. 2001. 120. С. 470–479. РФФИ 00-02-16255, 00-15-96570.
70. Казан М.Ю., Кугель К.И. Неоднородные зарядовые состояния и фазовое расслоение в манганитах // УФН. 2001. 171. С. 577. РФФИ 00-02-16255, 00-15-96570.
71. Mamin R.F., Migachev S.A., Nikitin S.I., Sadikov M.F., Zverev D.G. Charge localization in the model of relaxor ferroelectrics // Ferroelectrics. 2003. 296. P. 157–167.
72. Ахмадуллин И.А., Мигачев С.А., Садыков М.Ф., Шакирзянов М.М. Магнитное двупреломление звука и магнитоакустические осцилляции в гематите // ФТТ. 2003. 45. № 2. С. 305.
73. Kiryukhin V. et al. Average lattice symmetry and nanoscale structural correlations in magnetoresistive manganites // Phys. Rev. 2003. B67. P. 064421.