

УДК 538.953

## ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

© 2023 г. С. А. Никитов<sup>а</sup>, А. В. Таранов<sup>а, \*</sup>, Е. Н. Хазанов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009 Россия

\*e-mail: taranov@cplire.ru

Поступила в редакцию 18.10.2022 г.

После доработки 18.10.2022 г.

Принята к публикации 22.11.2022 г.

Представлен метод исследования твердых диэлектриков в условиях нестационарного распространения фононов субтерагерцовых частот. Метод основан на анализе транспортных характеристик фононов тепловых частот в области гелиевых (He) температур (2–4 К) в режиме диффузии и позволяет исследовать: кинетические характеристики фононов тепловых частот в монокристаллах твердых растворов, вклад в рассеяние фононов от концентрации, типа и позиций примеси замещения, дефектов, сопоставимых с длиной волны (кластеров, фазовых неоднородностей, дислокаций), низкоэнергетических возбуждений различной природы, в том числе связанных с образованием равновесной конфигурации вакансий в анионной подрешетке относительно катионов примеси замещения; критерии равновесия в системе неравновесные фононы – низкоэнергетические возбуждения; особенности фононного спектра наноструктурированных материалов; связь коэффициента диффузии фононов субтерагерцовых частот с системой межзеренных границ (МГ), размером зерна, условия формирования “щели” в фононном спектре наноструктурированных керамик; спектральные свойства МГ и их связь с технологическими условиями синтеза, оценить средние по образцу значения толщины и акустического импеданса МГ; особенности транспорта фононов тепловых частот в аморфных диэлектриках (стеклах и стеклоподобных материалах) в области “плато” теплопроводности, возможность формирования “щели” в спектре фононных состояний; транспорт фононов субтерагерцовых частот в керамиках на основе сегнетоэлектриков, твердых растворов электролитов, керметов.

*Ключевые слова:* неравновесные фононы, двухуровневые системы, межзеренные границы

DOI: 10.31857/S0320791922600457, EDN: ATODUQ

### ВВЕДЕНИЕ

Транспортные свойства фононов – одна из базовых характеристик, отражающих особенности структуры твердых диэлектриков. Термодинамический подход, заключающийся в анализе теплопроводности – сложной интегральной характеристики, определяемой совокупностью параметров (коэффициентов), которые характеризуют, как правило, широкий набор различных механизмов рассеяния фононов тепловых частот, затрудняет получение информации о реальном состоянии исследуемого материала.

Методы СВЧ акустики – возбуждение и детектирование акустических фононов пьезоэлектрическими преобразователями ограничены по частоте сверху несколькими десятками ГГц [1] и высокими требованиями к подготовке (точность ориентировки монокристаллов, параллельность и качество полировки) исследуемых образцов.

Предложенный на рубеже 1970-х гг. [2] метод тепловых импульсов (ТИ) вызвал взрывной интерес и широкое использование фононов тепловых частот терагерцового диапазона при исследовании различных аспектов конденсированного состояния. Первая из нескольких десятков научных конференций, посвященных использованию данного подхода, состоялась в 1972 г. в Сан-Максиме (Франция). Обзор докладов, ряд статей, а также обзор физических принципов работы генераторов и детекторов нового типа были опубликованы на русском языке в 1976 г. в серии “Новости ФТТ” изд. “Мир” в переводе и под редакцией И.Б. Левинсона [3].

Особенность экспериментов по ТИ в твердых диэлектрических материалах при температуре термостата  $T < 4$  К обусловлена не только понижением теплового шума, но и наличием элементов генерации и регистрации фононов ТИ на основе сверхпроводящих пленочных структур.

При этом длина волны референтной группы фононов ТИ в твердых диэлектриках может составлять десятки нанометров, что сопоставимо со структурными особенностями не только монокристаллов (дислокации, кластеры и фазовые неоднородности в твердых растворах замещения), но и элементами микро и наноструктур в поликристаллических керамиках и аморфных диэлектриках.

Известно, что в условиях низкотемпературных экспериментов теплопроводность может иметь нелокальный характер, т.е. поток энергии в данной точке определяется распределением температуры во всем исследуемом образце [4]. Данный факт обусловлен тем, что при низких гелиевых (He) температурах (2–4 К) энергию преимущественно могут переносить подтепловые фононы или низкочастотная часть фононов ТИ, у которых диффузионная длина порядка макроскопических размеров. Если исключить баллистическое распространение, то при рассеянии на статических дефектах до “включения” неупругих процессов, обусловленных ангармонизмом кристаллической решетки, распространение фононов – это практически всегда диффузия, что, как будет показано ниже, позволяет расширить исследования акустической прозрачности материалов до частот терагерцового диапазона, наблюдать и исследовать режимы распространения фононов по мере роста их температуры (энергии) в условиях “конкуренции” между временами упругого  $\tau_0$  и неупругого  $\tau^*$  рассеяния. Процессы фонон-фононного взаимодействия могут эффективно изменять спектральный состав фононов ТИ, маскируя вклад других механизмов рассеяния. Анализ трансформации режимов распространения фононов, критерии и области их существования рассмотрены в работе [4]. Результаты данной работы в значительной мере стимулировали развитие экспериментальных исследований транспорта фононов в условиях нестационарного распространения с целью анализа кинетических характеристик фононов тепловых частот, обусловленных структурными особенностями и наличием низкоэнергетических возбуждений в твердых диэлектрических материалах в области He-температур.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Условием формирования режима диффузии фононов является соотношение времен  $\tau_0 \ll \tau_b \ll \tau^*$  ( $\tau_b$  – время баллистического распространения в исследуемом образце), что гарантирует постоянство количества фононов за время наблюдения  $t < \tau^*$ . Как правило, подобные условия могут быть ре-

ализованы при гелиевых температурах в широком спектре плотных диэлектрических материалов. При этом длины волн фононов тепловых частот  $\lambda_{ph} \cong 10\text{--}50$  нм.

Методика основана на измерении температурных зависимостей транспортных характеристик фононов тепловых частот в режиме диффузии в области He-температур. Импульсный нагрев металлической (Au) пленки инжектора до температуры  $T_h$ , такой, что  $\Delta T = T_h - T_0 \ll T_0$ , не требует прямого измерения температуры  $T_h$  и позволяет исследовать температурные зависимости рассеяния путем изменения температуры термостата  $T_0$ . Таким образом, при  $t < \tau^*$  режим диффузии слаборавновесных фононов (НФ) в твердых диэлектриках может быть реализован в образцах ограниченного размера, когда неупругими фонон-фононными процессами можно пренебречь, а эффективность рассеяния НФ определяется только рассеянием на статических “дефектах”. В этом случае импульсы НФ, регистрируемые на противоположной инжектору грани образца широкополосным сверхпроводящим болометром (Sn), описываются решением нестационарного уравнения диффузии:

$$s(x, t, T) \sim \frac{1}{\sqrt{D(T)\pi t}} \exp\left[-\frac{x^2}{4D(T)t}\right], \quad (1)$$

где  $D = \kappa/c_v$  – коэффициент диффузии,  $\kappa(T)$ ,  $c_v(T)$  – теплопроводность и теплоемкость материала соответственно. Экспериментально измеряемой величиной является время регистрации максимума диффузионного сигнала

$$t_m = L^2/4AD(T) \quad (2)$$

( $A = 1/2$  для “точечного”,  $A = 3/2$  для “плоского” источника);  $D(T) = lv/3$ , где  $L$  – размер образца,  $D$  – коэффициент диффузии,  $v$  – средняя по поляризациям скорость звука,  $l = v\tau_0$  – длина свободного пробега фонона относительно упругого рассеяния.

В экспериментальной работе [5] показано, что частоты упруго рассеиваемых НФ, определяющих максимум регистрируемого болометром диффузионного сигнала, соответствуют  $\hbar\omega \cong 3k_B T$  ( $k_B$  – постоянная Больцмана), что в ряде случаев позволяет рассматривать транспорт НФ в рамках одночастотной модели. Реальная температура пленки инжектора НФ рассчитывалась с учетом упругого рассеяния в подложке [6] и теплоотвода в жидкий гелий [7].

Ниже будет рассмотрен ряд результатов использования данного подхода при исследовании конкретных механизмов рассеяния фононов теп-

ловых частот в области Не-температур в монокристаллах, микро- и наноструктурированных керамиках, аморфных диэлектрических материалах.

**ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ  
МОНОКРИСТАЛЛОВ**

*Иттрий-редкоземельные алюминиевые  
гранаты YAG:Re*

Экспериментальные исследования различных режимов транспорта НФ в зависимости от энергии, рассеиваемой в инжекторе, проводились в монокристаллах твердых растворов иттрий-редкоземельных алюминиевых гранатов  $Y_{3-x}Re_xAl_5O_{12}$  (YAG:Re), где  $Re^{3+}$  – ионы редкоземельных металлов, изоморфно замещающие ионы  $Y^{3+}$  в додекаэдрических позициях твердого раствора [8].

Результаты исследований образцов с контролируемой концентрацией “дефектов” (разница масс  $Y^{3+}$  и  $Re^{3+}$ ), определяющих темп упругого рассеяния, в области Не-температур показали, что при  $T < 4$  К энергия, выделяемая в инжекторе фононов,  $\leq 0.01$  Вт/мм<sup>2</sup>, и при длине образца  $L < 1$  см вероятность неупругого фонон-фононного взаимодействия для фононов ТИ крайне мала, а режим распространения фононов в исследуемом диапазоне – диффузия, т.е.  $\tau_0 \ll t_{m0} \ll \tau^*$ .

При малой концентрации примеси замещения зависимость величины, характеризующей темп упругого (релеевского) рассеяния  $t_{m0}(x)$  в сложном кристалле [5], имеет линейный характер, что, с учетом (2), согласуется с выражением

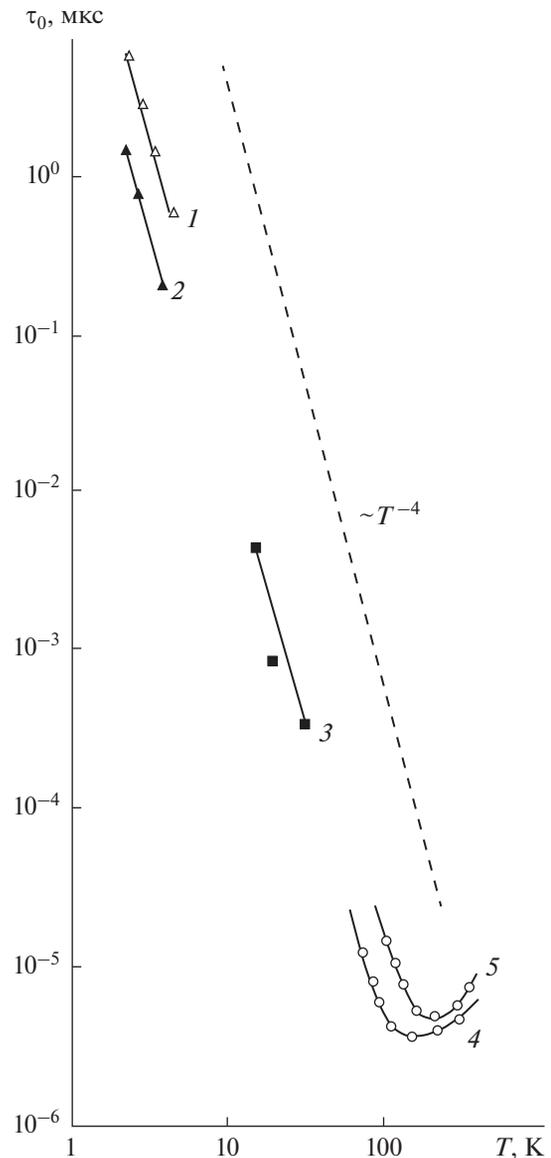
$$\tau_0^{-1}(\omega) = \frac{a_0^3 g \omega^4}{4\pi v^3}, \quad (3)$$

где

$$g = \frac{8x\left(1-\frac{x}{3}\right)(M_{Re} - M_Y)^2 + 8y\left(1-\frac{y}{2}\right)(M_{Re} - M_{Al})^2}{(8M_0)^2},$$

$a_0$  – постоянная решетки,  $M_0$  – масса формульной единицы,  $M_Y$ ,  $M_{Re}$  и  $M_{Al}$  – массы ионов иттрия, редкоземельного металла и алюминия соответственно.  $x$  и  $y$  – концентрация примесных ионов в додекаэдрических {c} и октаэдрических {a} позициях решетки граната соответственно.

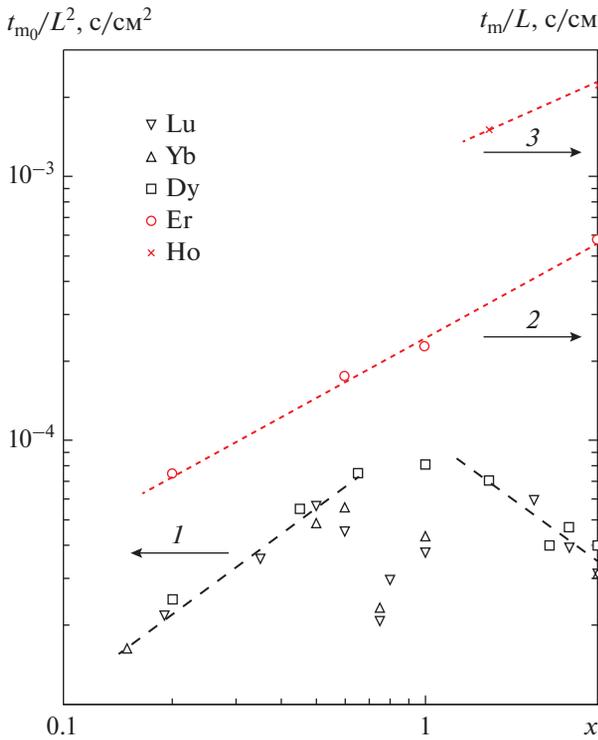
Приведенные на рис. 1 температурные зависимости  $\tau_0(T)$  1 и 2 хорошо совпадают с расчетом (2), отражают релеевский характер упругого рассеяния НФ тепловых частот в образцах  $Y_{2.7}Lu_{0.3}Al_5O_{12}$  и  $Y_{0.5}Lu_{2.5}Al_5O_{12}$ . Наряду с данными из независимых экспериментов по теплопроводности 3 [9] и поглощению сдвиговых акустических волн СВЧ диапазона 4, 5 в широком диапазоне температур,



**Рис. 1.** Температурная зависимость времени упругого рассеяния тепловых фононов  $\tau_0$  в образцах 2, 4 –  $Y_{2.7}Lu_{0.3}Al_5O_{12}$  и 1, 5 –  $Y_{0.5}Lu_{2.5}Al_5O_{12}$ : 1, 2 – результаты экспериментов НФ; 3 – теплопроводности; 4, 5 – измерения поглощения акустических волн.

эти данные качественно представляют полный вид резонансной зависимости для случая введения возмущения (примеси) (Lu – 130 К и Y – 180 К) в колебательном спектре монокристалла твердого раствора YAG:Lu [10]. При этом авторы отдавали себе отчет в том, что приведенные экспериментальные зависимости могут отражать разный характер усреднения кинетических характеристик.

Контролируемый характер упругого рассеяния в монокристаллах YAG:Re позволяет не только наблюдать различные режимы транспорта НФ по



**Рис. 2.** Зависимость  $t_{m0}/L^2$  от концентрации твердого раствора в 1 – YAG:Re (Re = Lu, Yb, Dy) (левая шкала) и  $t_m/L$  в 2 – YAG:Er, и 3 – HoAG:Er (правая шкала).  $T = 3.4$  К.

мере увеличения их энергии [8], но и исследовать низкоэнергетические возбуждения парамагнитной природы в модели двухуровневых систем (ДУС) редкоземельных ионов.

На рис. 2 приведены зависимости нормированного на  $L^2$  времени  $t_{m0}$ , связанного с упругим рассеянием НФ, от концентрации твердого раствора при  $T = 3.4$  К в YAG:Re (Re = Lu, Yb, Dy) (1) и нормированного на  $L$  времени  $t_m$ , когда неупругое рассеяние на ДУС становится преобладающим в YAG:Er (2), и HoAG:Er (3). Характер зависимостей отражает основные результаты работы [11], в которой показано, что эффективность взаимодействия и транспортные характеристики фононов тепловых частот в модели ДУС зависят от типа редкоземельного иона, энергии и спектральных особенностей ДУС, магнитного момента электрона на 4f-оболочке, времени спин-решеточной релаксации.

Так, например, ионы  $Er^{3+}$ ,  $Dy^{3+}$ ,  $Gd^{3+}$  имеют кramerсову природу, что при отсутствии внешнего магнитного поля может приводить к снятию вырождения основного уровня иона за счет локальных магнитных полей ближайших соседей.

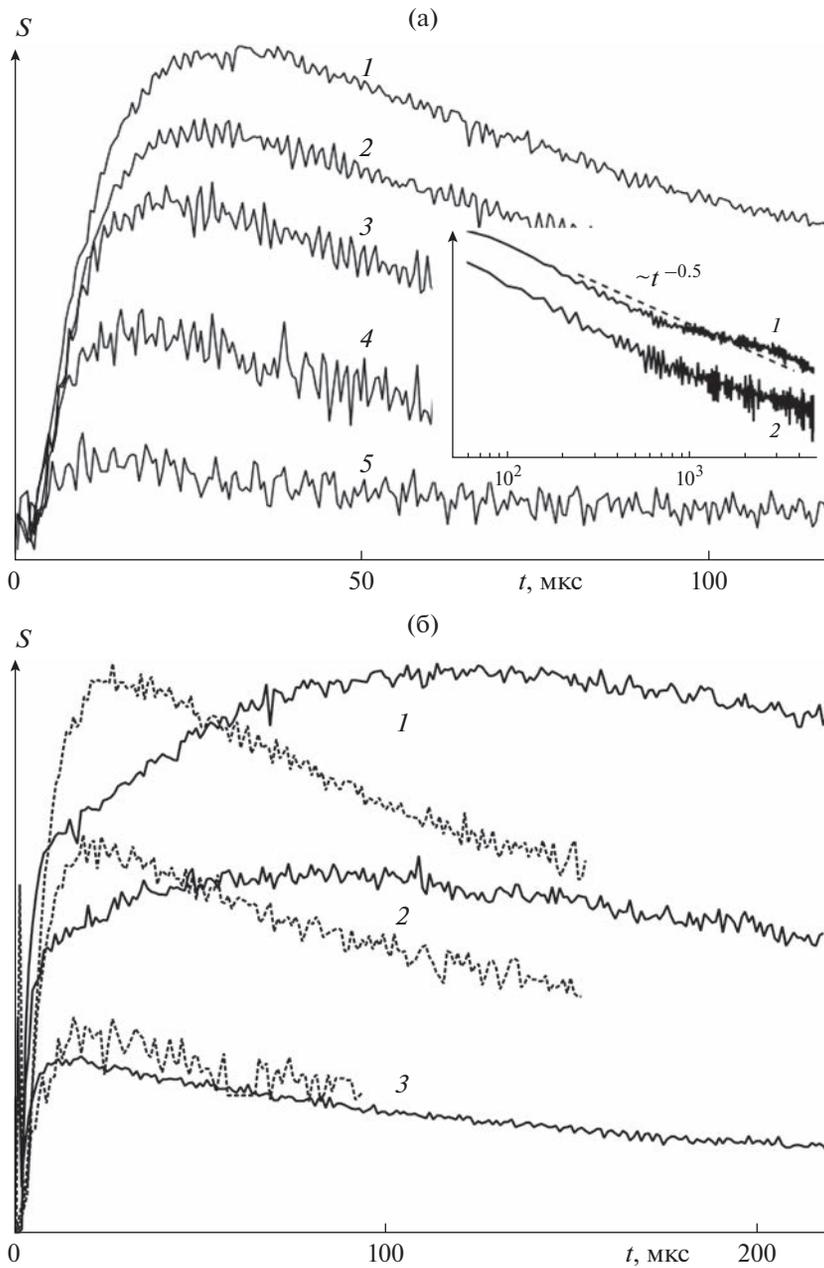
При этом энергия ДУС зависит от концентрации твердого раствора [12]. Однако и  $Dy^{3+}$  и  $Gd^{3+}$  в структуре твердого раствора демонстрируют только упругое рассеяние (кривая 1 на рис. 2). В случае  $Gd^{3+}$  отсутствие взаимодействия НФ с ДУС связано с заполнением ровно наполовину 4f-оболочки, когда орбитальная часть момента, отвечающая за взаимодействие электронов с фононами, равна нулю. В случае иона  $Dy^{3+}$  время спин-решеточной релаксации  $10^{-9} - 10^{-7}$  [13], что на 4–6 порядков величины меньше чем для  $Er^{3+}$  [14]. Для кramerсова иона  $Yb^{3+}$  в структуре YAG:Re отсутствие взаимодействия с фононами может быть связано с наименьшей величиной магнитного момента среди парамагнитных ионов Y-ряда. Для неkramerсовых ионов  $Tb^{3+}$  и  $Ho^{3+}$  природа ДУС – штарковские уровни с энергией  $\Delta = 5.76$  и  $\Delta = 5.7$  К [15] соответственно.

Помимо этого, на рис. 2 (зависимость 1) видно, что для 25% твердого раствора YAG:Re (Re = Lu<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>) наблюдается упорядочение твердого раствора [16], что сопровождается также уменьшением диэлектрических потерь [17] и увеличением акустической прозрачности материала в СВЧ диапазоне [18].

При распространении НФ мерой эффективности рассеяния, помимо времени регистрации максимума сигнала  $t_m(T)$ , являются длина  $l_R$  и время  $\tau_R$  свободного пробега в режиме диффузии относительно неупругого взаимодействия НФ с ДУС, которые согласно [15] могут быть оценены из выражения:

$$l_R \approx (D_0(\omega)\tau_R(\omega))^{1/2}. \quad (4)$$

Выражение (4) означает, что фотон частоты  $\omega$ , пройдя расстояние  $l_R$ , может многократно упруго рассеяться, прежде чем провзаимодействует с ДУС. При наличии ДУС на позициях замещения  $Y^{3+} - Re^{3+}$ , в случае  $t_{m0}/\tau_R \gg 1$  транспорт НФ будет определяться преимущественно взаимодействием НФ с ДУС, а в случае  $t_{m0}/\tau_R \ll 1$  – преимущественно упругим рассеянием. При  $t_{m0}/\tau_R \sim 1$  в относительно длинном образце в регистрируемом сигнале можно наблюдать два максимума: упругое рассеяние фононов дефектами структуры и особенность, связанную с взаимодействием НФ с ДУС. Примеры подобного наблюдения представлены на рис. 3а, 3б. Сигналы болометра для разных температур в образце  $Y_{2.7}Tb_{0.3}Al_5O_{12}$  ( $L = 1$  см) обусловлены только упругим взаимодействием при  $T = 3$  К,  $t_{m0}(T) < 4 \times 10^{-5}$  с. На вставке, на зависимости заднего фронта регистрируемых сигналов –  $S(t) \propto t_{m0}^{-1/2}$ , характерной для режима диф-



**Рис. 3.** (а) – Сигналы НФ в образце  $Y_{2.7}Tb_{0.3}Al_5O_{12}$  ( $L = 1$  см): 1 –  $T = 3.8$  К; 2 – 3.6 К; 3 – 3.4 К; 4 – 3 К; 5 – 2.7 К. Вставка – задние фронты в двойном логарифмическом масштабе: 1 –  $T = 3.8$  К и 2 –  $T = 3$  К. (б) – Сигналы НФ в образцах  $Y_{2.8}Er_{0.2}Al_5O_{12}$  (сплошные линии),  $Y_{2.8}Lu_{0.2}Al_5O_{12}$  (пунктир). 1 –  $T = 3.83$  К; 2 – 3.43 К; 3 – 2.91 К.

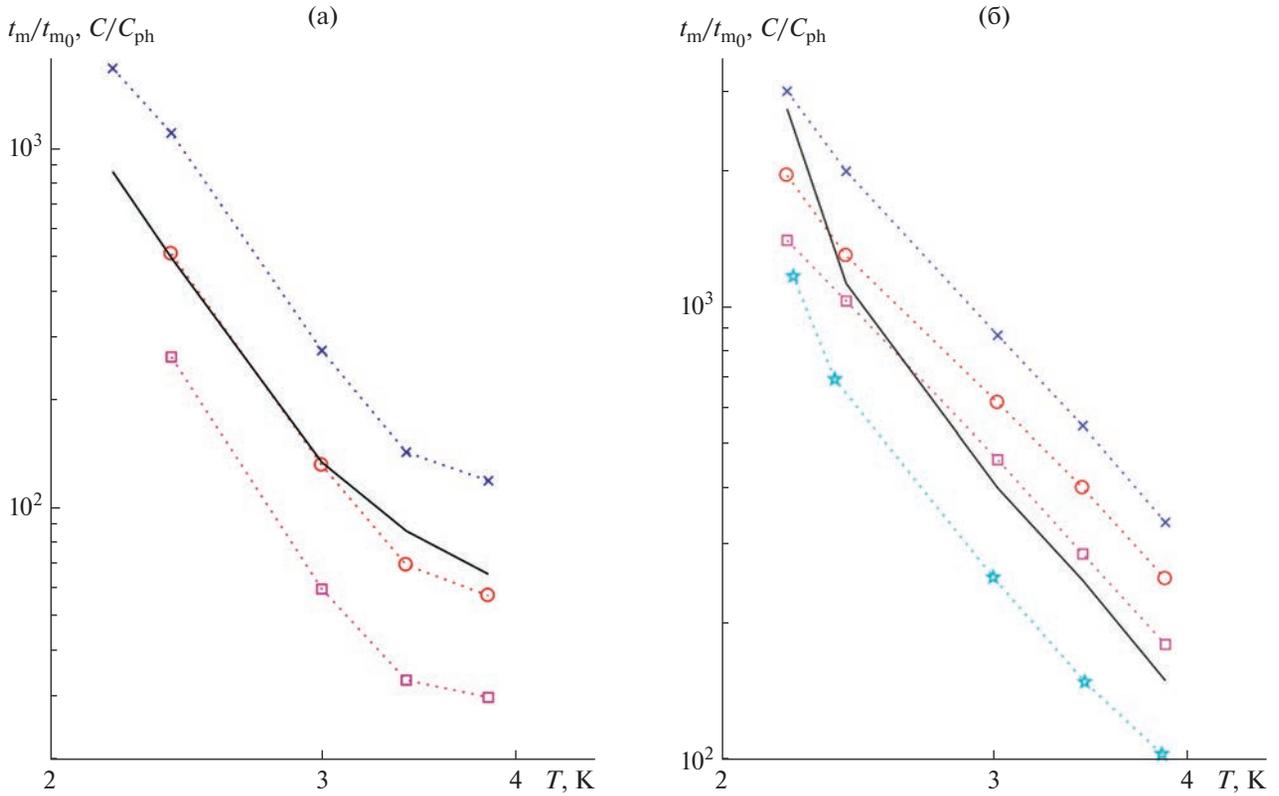
фузии  $I$ , на временах  $\sim 10^{-3}$  с появляется особенность, обусловленная взаимодействием НФ с ДУС.

Другой пример – сравнение регистрируемых сигналов в образцах одной геометрии, когда один из редкоземельных ионов не является парамагнитным, например Lu (4f-оболочка полностью заполнена).

Значения  $\tau_R$  для всего ряда концентраций Er в YAG:Er приведены в [19], где показано, что в усло-

виях эксперимента ( $t_{m0}/\tau_R \gg 1$ )  $t_m(L) \propto L$ , а  $\tau_R \propto T^{-5}/n$  ( $n$  – концентрация редкоземельных ионов). Линейная зависимость  $t_m(L) \propto L$  свидетельствует о наличии неупругого процесса во взаимодействии НФ с ДУС [20].

В работе [21] было получено выражение, отражающее связь кинетических характеристик с данными теплоемкости при условии  $C_{tfs} \gg C_{ph}$  в образцах того же состава:



**Рис. 4.** (а) – Температурные зависимости левой (пунктир) и правой (сплошная линия) частей выражения (4) для образцов  $Y_2Er_1Al_5O_{12}$ :  $L = 0.12$  см ( $\times$ );  $L = 0.25$  см ( $\circ$ );  $L = 0.5$  см ( $\square$ ). (б) – Температурные зависимости левой (пунктир) и правой (сплошная линия) частей выражения (4) для образцов  $Er_3Al_5O_{12}$ :  $L = 0.07$  см ( $\times$ );  $L = 0.14$  см ( $\circ$ );  $L = 0.22$  см ( $\square$ );  $L = 0.3$  см ( $\star$ ).

$$t_m(T) \propto t_{m0} \frac{C_{\text{tls}}(T)}{C_{\text{ph}}(T)}, \quad (5)$$

$C_{\text{tls}}$  – теплоемкость ДУС,  $C_{\text{ph}}$  – фононная теплоемкость. Значение  $t_{m0}$  однозначно связано с темпом упругого рассеяния, хорошо поддается расчету [5] и, как показано на рис. 2, может быть определено для любой концентрации примеси замещения. Единственной оценочной величиной в выражении (5) является  $C_{\text{ph}}(T)$ :

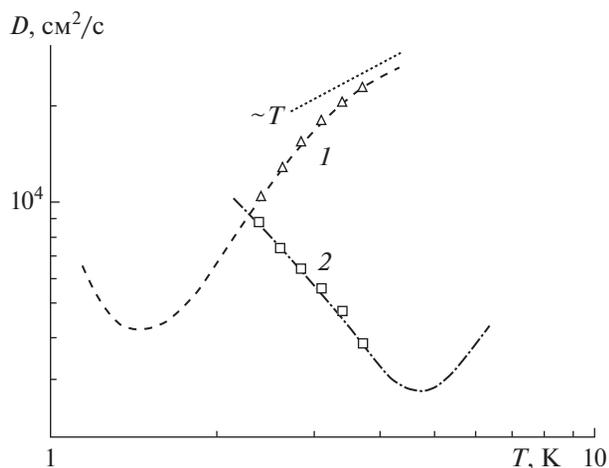
$$C_{\text{ph}}(T) = \frac{12\pi^4}{5} nR \left( \frac{T}{T_D} \right)^3, \quad (6)$$

$n = 20$  – число атомов в формульной единице,  $T_D$  – температура Дебая.

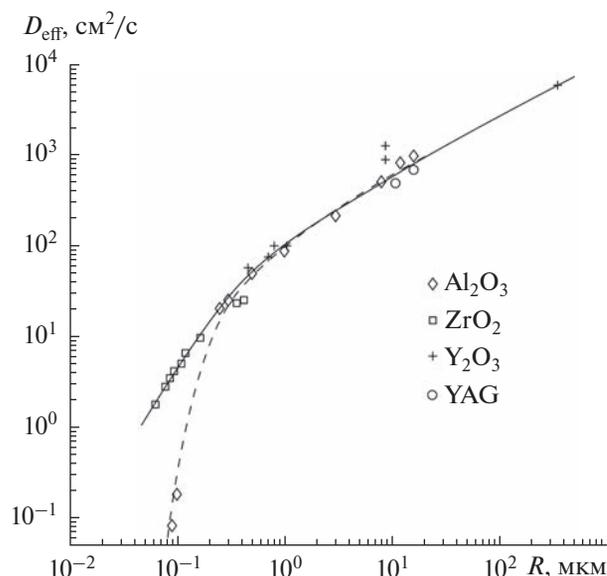
Выражение (5) позволяет оценить условия равновесия в системе НФ–ДУС при данной температуре в образце конкретной длины. На рис. 4а, 4б приведены температурные зависимости левой (пунктир) и правой (сплошная линия) частей выражения (5) для образцов разной длины в  $Y_2Er_1Al_5O_{12}$  и  $Er_3Al_5O_{12}$ . На рис. 4а видно, что температурные зависимости для образца  $L = 0.25$  см

практически совпадают. Для более короткого образца  $L = 0.12$  см левая часть выражения (5) больше правой. Это может означать, что на этой длине взаимодействие НФ с ДУС уже эффективно, т.е.  $l_R < L$ , но образец слишком короткий для установления равновесия в системе НФ–ДУС. Похожий характер зависимостей наблюдается и на рис. 4б в  $Er_3Al_5O_{12}$  для образца меньшей длины  $L = 0.22$  см. Отличие в том, что равновесие в  $Er_3Al_5O_{12}$  возможно и в более коротких образцах ( $L = 0.07$ – $0.14$  см) при самых низких температурах в исследуемом диапазоне, как результат увеличения концентрации Er и, соответственно, значений отношения  $C/C_{\text{ph}}$ .

Ближайшими аналогами исследуемого процесса установления равновесия могут являться физические процессы в электронно-дырочной плазме в полупроводниках в динамическом режиме после ее импульсного разогрева [22], установление температуры в диэлектрических стеклах [20]. В данном случае смоделирован процесс установления равновесия в системе фононы–низкоэнергетические ДУС в монокристаллах ря-



**Рис. 5.** Экспериментальная зависимость  $D(T)$  в монокристаллах LiF: 1 – необлученный образец с количеством дислокаций  $N = 10^6 \text{ см}^{-2}$ ; 2 – образец, подвергнутый  $\gamma$ -облучению дозой  $10^6$  рад. Пунктир – качественный ход зависимостей, характерный для флаттер-механизма.



**Рис. 6.** Зависимость эффективного коэффициента диффузии от размера зерна.

да твердых растворов YAG:Er в области гелиевых температур [11].

*Монокристаллы  $Y_2O_3:ZrO_2$  (YSZ);  $Y_{1-x}Er_xAlO_3$ ; LiF*

При исследованиях транспортных характеристик фононов в монокристаллах твердых растворов иттрий-стабилизированного диоксида циркония (YSZ) по мере увеличения концентрации, помимо низкоэнергетических ДУС, связанных с образованием равновесной конфигурации вакансий в анионной подрешетке относительно катионов примеси замещения [23], было обнаружено дополнительное рассеяние НФ на фазовых неоднородностях твердого раствора [24]. При этом зависимость коэффициента диффузии от температуры трансформировалась от релейского характера рассеяния до геометрического, что позволяло качественно оценить размер и концентрацию моноклинной фазы в тетрагональной матрице YSZ. Аналогичное рассеяние наблюдалось в кристаллах моноалюминатов  $Y_{1-x}Er_xAlO_3$  при наличии двух фаз  $YAlO_3$  и  $Y_{1-x}Er_xAlO_3$ , когда размер неоднородности был сопоставим или превышал длину волны  $\lambda \approx 30\text{--}40 \text{ нм}$  [25]. Оценка совпала с данными атомно-силовой микроскопии (фаза с эрбием обладает большей химически активной поверхностью).

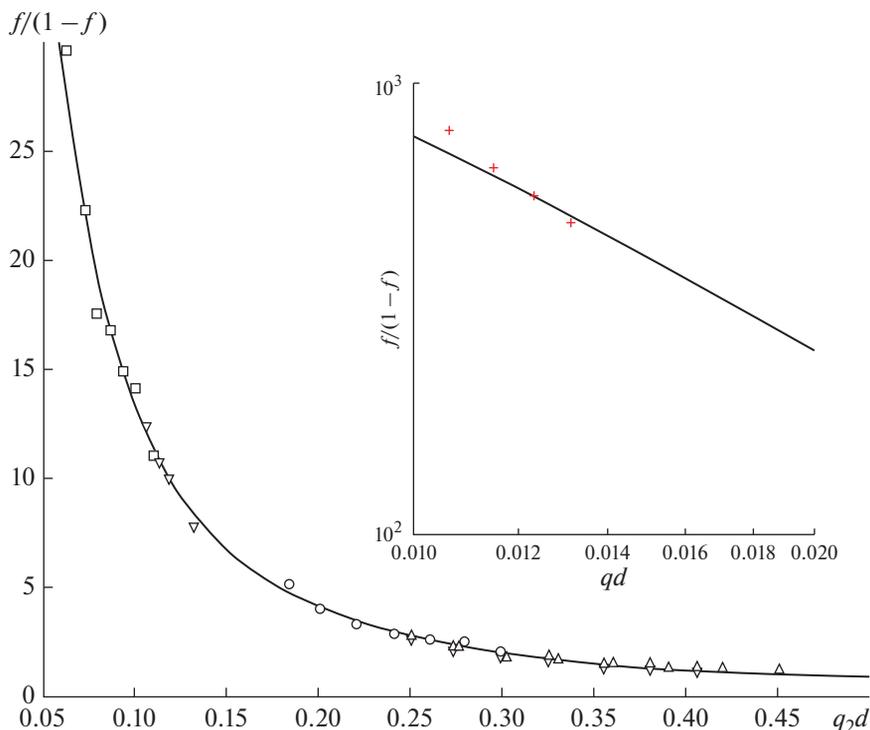
В монокристаллах LiF транспорт слабонравновесных фононов ТИ позволил в явном виде наблюдать и исследовать флаттер-резонанс дислокаций [26]. В работе [27] показано, что в области

He-температур в монокристаллах LiF с числом дислокаций  $10^6\text{--}10^7 \text{ см}^{-2}$  рассеяние НФ определяется конкуренцией механизмов, связанных с напряжениями вокруг дислокаций и флаттер-эффектом.

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости  $D(T)$  в исходном монокристалле LiF с плотностью дислокаций  $10^6 \text{ см}^{-2}$ , а также подвергнутом гамма-облучению дозой  $10^6$  рад. Штриховая линия – качественный ход зависимости  $D(T)$ , характерный для флаттер-механизма рассеяния. Пунктир – зависимость  $D(T) \sim T^1$  [27].

**ФОНОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КЕРАМИК**

На рубеже 1990-х гг. возник значительный интерес к технологии создания микро- и наноструктурированных материалов – структур с высоким отношением поверхность/объем, в которых возрастает роль межзеренных границ (МГ), определяющих свойства таких материалов [28]. Методы микроскопии, в том числе высокого разрешения, не всегда удовлетворяют исследователей и технологов из-за своей фрагментарности. Предложенный метод изучения кинетики НФ в ряде случаев позволяет наблюдать эффекты, когда длина волны фонона тепловых частот в области He-температур сопоставима с размером фрагментов. На рис. 6 представлены зависимости коэффициента диффузии  $D(T)$  от среднего размера зерна  $R$  при  $T = 3.8 \text{ К}$  и условии  $l/R \gg 1$  ( $q$  – волновой вектор



**Рис. 7.** Зависимость вероятности прохождения  $f/(1-f)$  от параметра межзеренного слоя  $qd$  для отношения акустических импедансов 0.55. Образцы керамики:  $\diamond$  –  $L = 0.108$  см,  $R = 22$  мкм;  $\triangle$  –  $L = 0.141$  см,  $R = 31$  мкм;  $\circ$  –  $L = 0.143$  см,  $R = 30$  мкм;  $\nabla$  –  $L = 0.175$  см,  $R = 11$  мкм;  $\square$  –  $L = 0.44$  см,  $R = 27$  мкм. Вставка – образец  $R = 1-2$  мкм.

фонона) в ряде оксидных керамик, синтезированных методом компактирования на основе кубических оксидов [29]. Средний размер зерна определялся технологическими условиями (температура и продолжительность времени отжига). Характер зависимости оставался близким к линейному в пределах нескольких порядков величины  $R$ . Данный факт свидетельствовал о том, что свойства МГ сохраняют стабильность в широком интервале технологических процедур. Резкий спад зависимости  $D(T)$  связан с существенной перестройкой фононного спектра – образованием “щели” в спектре фононных состояний, что на основании [30] трактовалось как начало резонансного рассеяния фононов при  $qR \sim 1$ .

Во всех случаях при выполнении условия  $l/R \gg 1$  наблюдались общие закономерности: увеличение коэффициента диффузии НФ с ростом размера зерна, что в рамках предложенной модели можно было трактовать следующим образом: чем меньше размер зерна, тем больше суммарная площадь МГ и, соответственно, рассеяние НФ.

При Не-температурах длины свободного пробега НФ в монокристаллах диэлектриков, как правило, составляют доли сантиметра. Поэтому в образцах плотной микроструктурированной по-

ликристаллической керамики при выполнении условия  $l/R \gg 1$  механизм транспорта НФ можно представить как баллистическое распространение фононов в зерне (кристаллите) с вероятностью  $f_\omega$  перехода через МГ.

Условие  $qR \gg 1$  позволяет предположить, что фононный спектр материала аналогичен спектру колебательных возбуждений материала зерна, а МГ может быть представлена как плоский слой конечной толщины  $d$  с отличным от материала зерна акустическим импедансом [31].

В образце плотной керамики в режиме диффузии НФ, для масштаба времени  $t \gg t_0$  ( $t_0$  – время нахождения фонона в зерне), коэффициент диффузии  $D \sim R^2/t_0$ , а  $t_0 \approx \frac{R}{v f_\omega}$ , и, соответственно,  $D \approx R v f_\omega$ .

Из данного выражения следует, что в рамках предложенной модели  $D \sim R$ . Величиной, определяющей спектральные характеристики НФ, является  $f_\omega(T)$ . Зависимость  $f_\omega(T)$  для случая МГ конечной толщины имеет резонансный характер [31]. Методика оценки акустического импеданса и толщины МГ на основе анализа температурных зависимостей  $D(T)$ , в предположении отсутствия рассеяния НФ в материале зерна, в общем случае изложена в [32].

Результаты исследования МГ в образцах керамики YAG, синтезированных методом компактирования, приведены в работе [33]. Зависимость  $l(T)/l_0 = f_\omega/(1 - f_\omega)$  от  $q_2d$  ( $q_2 \approx \frac{3kT}{\hbar v_2}$ ),  $l_0 \approx 0.6R$  [34], представляла собой участок резонансной кривой (рис. 7). При этом полагалось, что МГ может содержать тонкий слой аморфного SiO<sub>2</sub>. (Незначительное количество SiO<sub>2</sub> в условиях традиционного синтеза добавлялось с целью уменьшения пористости [35].) Оценки значения толщины МГ изменялись от 0.3 до 0.5 нм, в зависимости от условий синтеза, из чего следовало, что, согласно условиям модели  $l/R \gg 1$ , основной вклад в рассеяние вносит резонансное рассеяние НФ на МГ.

Принципиально новая технология синтеза плотной поликристаллической керамики YAG, предложенная компанией Konoshima Ch. & Co. по технологии VSN (Vacuum Sintering Nanotechnology) на основе метода твердотельных реакций, в отсутствие внешнего давления в вакууме [37], позволяла получать образцы с упорядоченной структурой (кристаллиты YAG имеют малый фактор анизотропии [38]), рекордно малым размером зерна и естественными кристаллографическими границами. И зерна и МГ содержали в структуре элементы двойникования (соединение двух кристаллических индивидов элементами симметрии, отсутствующими в данной структуре). На вставке рис. 7 в двойном логарифмическом масштабе приведены данные из [36] для образцов с размером зерна 1–2 мкм, синтезированных Konoshima Ch. & Co.

Предположение о плоской МГ означает, что модель применима только для крупнозернистых (микроструктурированных) керамик. В рамках этой модели нельзя описать зависимость коэффициента диффузии фононов от размера зерна  $D(R)$  при приближении среднего размера зерна керамики к длине волны инжектируемых фононов.

Для того чтобы учесть конечную кривизну границы, в работах [39, 40] в качестве модели рассмотрена среда плотностью  $\rho_0$ , упругие свойства которой описываются одним модулем упругости  $K_0$  (скалярная модель) с законом дисперсии фононов произвольной поляризации  $\omega(q) = v_0q$ . В качестве основных центров рассеяния рассмотрены сферические оболочки с внешним радиусом  $R_g$ , толщиной  $d$  и упругими параметрами  $v_1, \rho_1$  ( $K_1 = v_1^2\rho_1$ ), моделирующие межзеренные границы. Материал внутри оболочки соответствует зернам керамики.

Показано, что резонансное рассеяние на сферических оболочках при  $\lambda \cong R_g$  возможно при вы-

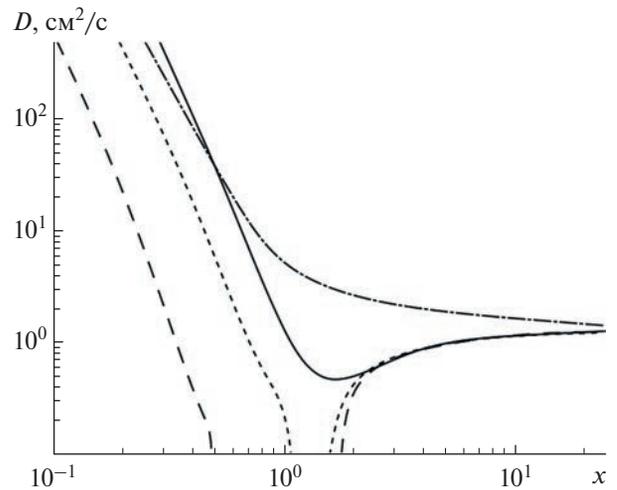


Рис. 8. Коэффициент диффузии  $D(x)$ , рассчитанный при  $c_g = 0.5$  для различных значений резонансной частоты:  $x_r = 0.5$  (длинный пунктир); 1.0 (короткий пунктир); 1.5 (сплошная линия). Штрих-пунктир – случай абсолютно твердых сфер.

полнении условия  $K_1/K_0 \ll 1$ , а резонансная частота равна

$$x_r = \sqrt{\frac{K_1 R_g}{K_0 d}} \quad (7)$$

Результаты выполненного в рамках модели анализа частотного поведения коэффициента диффузии от положения двух модельных параметров – резонансного уровня  $x_r$  и  $c_g$  ( $c_g$  – объемная доля сфер радиуса  $R_g$ ) представлены на рис. 8 на основании данных работы [30]. Из рис. 8 следует, что для всех кривых при малых значениях  $x$  ( $x = qR_g$ ) наблюдается релеевское рассеяние  $D \propto 1/q^4$ , при больших – геометрическое рассеяние  $D = lv_0$ ;  $l = 2R_g/3c_g$ . В промежуточной области  $x \approx 1$  возникает “щель”.

Верхняя кривая (штрих-пунктир) на рис. 8 относится к системе, содержащей абсолютно твердые сферы (хорошо стабилизированные границы), не приводящие к резонансному рассеянию. В области  $x \approx 1$  при изменении упругих параметров граничного слоя керамики, определяющих  $x_r$ , в поведении коэффициента диффузии фононов могут наблюдаться качественные изменения, включая непрозрачность объекта для фононов и изменение знака производной  $\partial D/\partial T$ .

В керамиках эффективными центрами рассеяния, наряду с границами зерен, являются поры. В работе [30] показано, что поры ( $R_p$ ) или другие включения с меньшим характерным размером, чем размер зерна  $R_g/R_p > 1$ , могут играть значи-

тельную роль даже при небольших концентрациях, смещая “щель” в более высокочастотную область.

Резкий спад зависимости  $D(R)$  на рис. 6 наступает при  $qR < 20$  (для  $\text{Al}_2\text{O}_3$   $v = 7.4 \times 10^5$  см/с, для  $\text{YSZ}$   $v = 4.33 \times 10^5$  см/с), что может свидетельствовать о начале эффективного рассеяния НФ на зернах керамики уже при  $R \sim 100$  нм.

Наличие “щели” в спектре фононов субтерагерцовых частот предполагает возможность реализации параметра  $qR \approx 1$ , т.е. при  $q \approx 10^6$  см<sup>-1</sup> размер зерна должен составлять 20–30 нм.

Синтез однофазных наноструктурированных керамик с таким размером зерна и высокой степенью стабилизации МГ затруднен. В то же время возможно создание композитов, в которых наряду с основной фракцией стабильных зерен присутствует некоторое количество наноразмерной фазы другого материала. Синтез подобных композитов  $\text{YSZ} + \text{Al}_2\text{O}_3$  был реализован в работе [41]. Особенностью данной структуры являлось наличие мелкодисперсной метастабильной фазы корунда размером  $R = 20\text{--}40$  нм, которая по мере роста температуры синтеза  $T_s$  частично преобразовывается в более плотную  $\alpha$ -фазу  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\rho = 3.97$  г/см<sup>3</sup>), что приводит к образованию счетного количества наноразмерных усадочных пор.

Материалы, дополнительно ограничивающие транспорт фононов в области  $qR \approx 1$ , — композиты на основе поликристаллической матрицы корунда и наноразмерных фрагментов железа (керметы) — при весовой доле  $\text{Fe} < 5\%$  на два порядка подавляли транспорт субтерагерцовых частот [42].

## ТРАНСПОРТ ФОНОНОВ В АМОРФИЗОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Известно, что низкотемпературные свойства стекол универсальны [43] и характеризуются двумя основными аномалиями — избыточной по сравнению с дебаевской низкотемпературной теплоемкостью и наличием области “плато” на температурной зависимости теплопроводности  $\kappa(T)$  при  $T < 10$  К. Чтобы объяснить аномальное поведение теплофизических свойств аморфного состояния в области низких температур, были разработаны различные феноменологические модели, в рамках которых рассмотрен ряд низкоэнергетических элементарных возбуждений, описываемых моделью мягких потенциалов [44].

К сожалению, в теоретических работах не объяснялись особенности зависимости  $\kappa(T)$  в области перехода от плато к дальнейшему росту (см., например, [45, 46] и [47], рис. 1) и сам этот рост. При этом в теоретических работах, посвященных

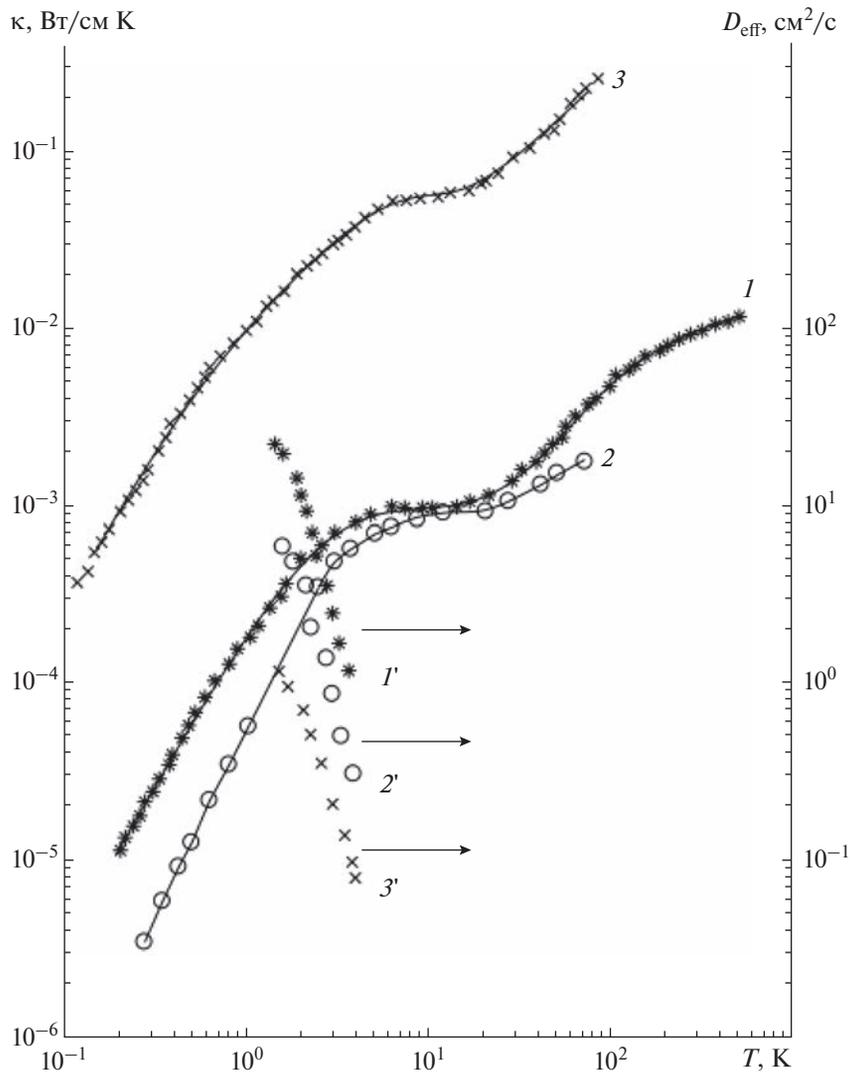
проблеме, анализируется, как правило, только характер  $\kappa(T)$ , хотя понятно, что аномалии в теплопроводности стекла в области Не-температур должны сопровождаться существенными изменениями транспортных свойств фононов, например, коэффициента диффузии фононов  $D(T)$ , что и наблюдалось экспериментально [48].

В работе [49] в плавленом кварце была обнаружена аномальная (близкая к  $T^{-5}$ ) температурная зависимость коэффициента диффузии фононов  $D(T)$  в области, предшествующей плато. Возможность более резкой, чем в случае релеевского рассеяния, зависимости  $D(T)$  в аморфных средах обсуждалась в теоретических работах [50, 51]. С появлением новых материалов, демонстрирующих стеклоподобные свойства, — твердые спирты [47, 52], клатраны [53, 54], сегнетоэлектрики-релаксоры [55], вопрос об описании их транспортных свойств стал более актуальным.

Так, например, упомянутые выше сегнетоэлектрики-релаксоры, в отличие от классических сегнетоэлектриков с резким фазовым переходом, ниже температуры перехода в релаксорное состояние демонстрируют свойства, являющие универсальными для стеклоподобных систем [55], а структура как монокристаллов, так и керамики представляет собой неполярную матрицу со статистическим набором 3D-полярных наноразмерных кластеров размером  $\geq 10\text{--}20$  нм [56].

На рис. 9 на основании данных из работы [55] представлены зависимости  $\kappa(T)$  в стекле и релаксорах PZTL и PMN с характерным участком плато при  $T \approx 10$  К. Там же приведены эффективные коэффициенты диффузии фононов тепловых частот  $D(T) \propto T^{-5}$ . Температурные интервалы зависимостей области плато и коэффициента диффузии хорошо коррелируют между собой.

В работе [48] была рассмотрена модель структуры аморфного состояния, предполагающая, что динамические свойства аморфизованного материала качественно соответствуют поведению кристаллической решетки, включающей объемные структурные дефекты — кластеры, размеры которых иногда составляют десятки нанометров [57]. Некоторым коллективным степеням свободы атомов такого кластера соответствуют многоямные потенциалы, переходы между минимумами которых происходят путем туннелирования, а функция распределения ДУС по энергии  $\rho(\Delta)$  ( $\Delta < 1$  К) может быть определена из низкотемпературного поведения теплопроводности [58]. Другим степеням свободы может соответствовать достаточно большая эффективная масса (порядка суммы масс всех атомов кластера) и их слабая



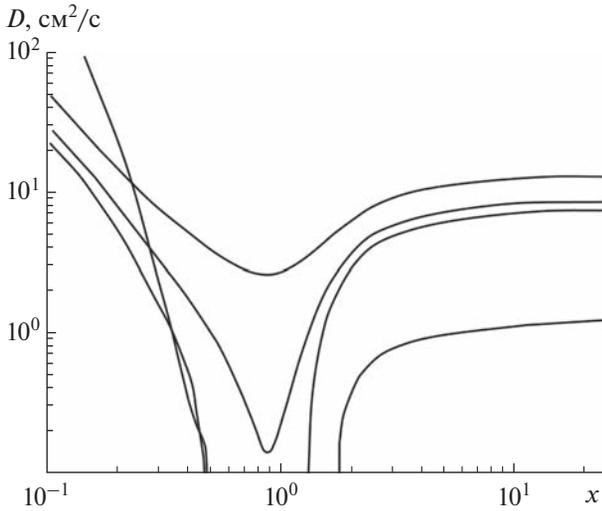
**Рис. 9.** Температурные зависимости коэффициентов теплопроводности ряда керамик и стекла (1 – SiO<sub>2</sub>, 2 – PMN, 3 – PZTL) и коэффициентов диффузии  $D_{\text{eff}} = L^2/t_m$  (1' – SiO<sub>2</sub>, 2' – PMN, 3' – PZTL) из [55].

связь с матрицей, что может предполагать резонансное рассеяние длинноволновых фононов на подобных дефектах. Естественно, что функция распределения этих резонансных частот никак не связана с  $\rho(\Delta)$ , и в качестве матрицы рассеяния можно использовать усредненную матрицу рассеяния [59] в виде, полученном для рассеяния длинноволновых фононов на упругих сферических оболочках радиусом  $R$  с параметром упругости  $K_1$ , отличным от последнего в матрице ( $K_0$ ).

Зависимости коэффициента диффузии от частоты при значении резонансного уровня  $x_r = 0.5$  представлены на рис. 10, из которого следует, что в такой модели по аналогии с [30] можно описать широкий спектр температурных зависимостей

$D(T)$  вблизи  $x = x_r$ . Естественно, что в стеклах и сегнетоэлектриках-релаксорах резонансное рассеяние фононов на кластерах может быть обусловлено различными причинами. Если в стекле это структурные неоднородности, см. например [60], то в релаксорах – 3D-полярные области ( $x_r$  и  $c_g$  – подгоночные параметры при описании коэффициентов диффузии и теплопроводности).

В качестве примера на рис. 11 показаны плотность фононных состояний и коэффициент диффузии  $D(\omega)$  при  $\omega_r = 0.05\omega_D$  ( $\omega_D$  – частота Дебая) и  $c_g = 0.12$ . Именно эти значения параметров определяют положение плато в коэффициенте теплопроводности SiO<sub>2</sub> (рис. 11), рассчитанном по стандартной формуле [58]

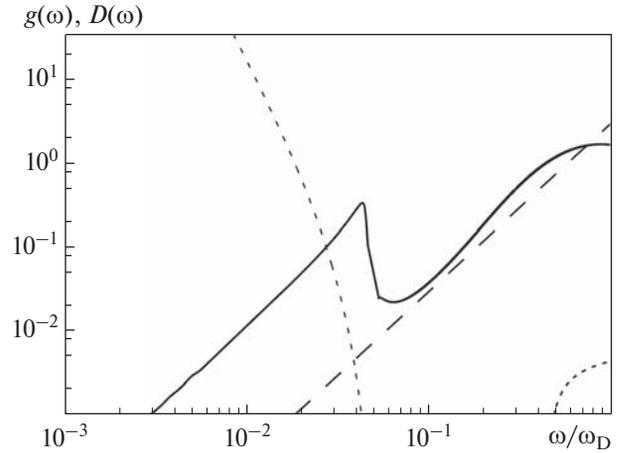


**Рис. 10.** Коэффициент диффузии  $D(x)$ , рассчитанный при  $x_r = 0.5$  для различных значений концентрации. Сверху вниз  $c_g = 0.2; 0.35; 0.4; 0.5; 0.5$  см.

$$\kappa(T) = \frac{\beta^2 k_B}{4} \int d(\omega) g(\omega) \omega^2 D(\omega) \operatorname{ch}\left(\frac{\beta\omega}{2}\right),$$

где  $\beta = \frac{\hbar}{k_B T}$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана. В дополнение к механизмам рассеивания, рассмотренным в работе [58] при вычислении теплопроводности, были учтены U-процессы. При кроссовом расщеплении фононного спектра, приводящем к образованию двух зон, в U-процессах могут принимать участие коротковолновые фононы обеих зон. Для нижней зоны это фононы с частотой, лежащей чуть ниже ее верхней границы ( $\omega_r$ ), а для верхней – фононы с частотой порядка  $\omega_D$ . Интенсивность U-процессов для фононов этих зон определяется температурой  $T_r \propto \omega_r$  и температурой Дебая соответственно.

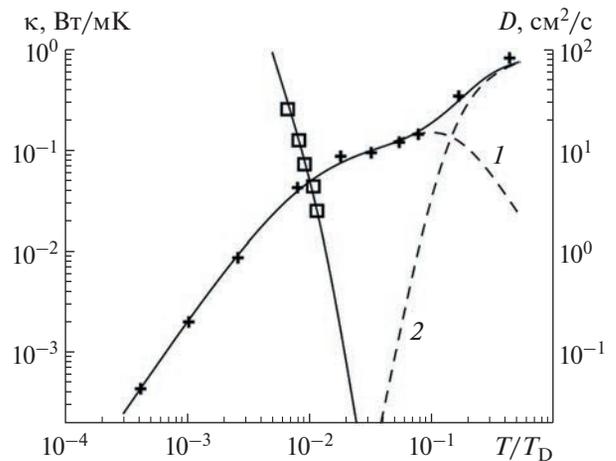
Вклады от нижней (1) и верхней (2) зон в общую теплопроводность изображены на рис. 12 соответственно штриховыми линиями 1 и 2. В данной модели теплопроводность при низких температурах (до плато) формируется фононами первой зоны, а ее рост выше плато обусловлен “включением” фононов второй зоны. В области пересечения зависимостей 1 и 2 возможно образование особенности – локального минимума, что и наблюдалось неоднократно на экспериментальных зависимостях  $\kappa(T)$  [46]. На рис. 12 также представлена экспериментальная и расчетная зависимости коэффициента диффузии от температуры. Необходимо отметить, что при тех температурах, для которых измерялся коэффициент диффузии (2–4 К), низкоэнергетические ( $\Delta < 1$  К) ДУС не могут являться эффективными ловушка-



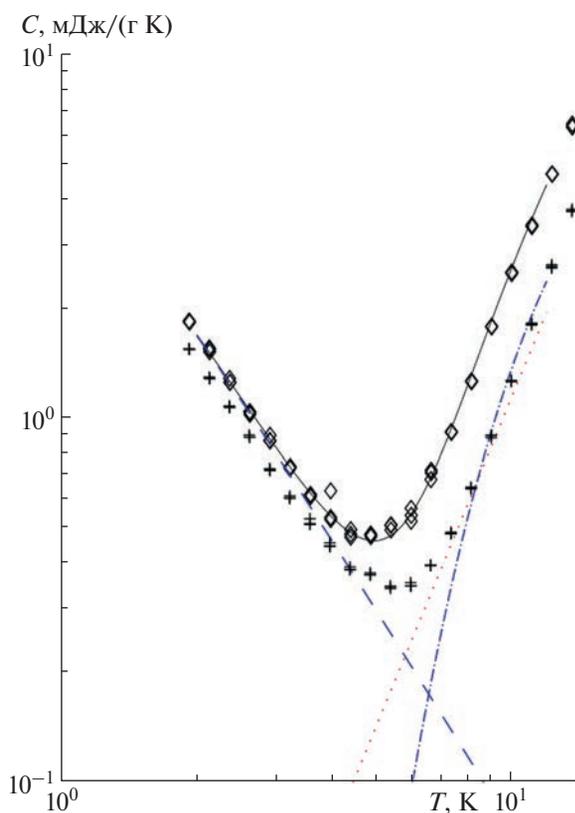
**Рис. 11.** Качественное поведение фононной плотности колебательных состояний (сплошная линия) и коэффициента диффузии (короткий пунктир), а также плотность фононных состояний в модели Дебая (длинный пунктир).

ми для тепловых фононов [59]. Таким образом, предложенная модель позволяет описать транспортные свойства стекол в широком интервале температур. На рис. 13 в качестве примера приведены зависимости низкотемпературной теплоемкости монокристалла и стекла одного состава – пентафосфата гадолиния  $\text{GdP}_5\text{O}_{14}$ .

Увеличение теплоемкости в стекле в области  $T \approx 10$  К по сравнению с монокристаллом того же состава можно объяснить, помимо присутствия низкоэнергетической мультисистемной структуры уровней [62] возбуждений иона  $\text{Gd}^{3+}$ , наличи-



**Рис. 12.** Температурные зависимости коэффициента диффузии ( $\square$ ) и теплопроводности ( $+$ ). Штриховые кривые относятся к вкладам от 1 – первой и 2 – второй зон.



**Рис. 13.** Температурные зависимости  $C(T)$  для монокристалла (+) и стекла (◊)  $GdP_5O_{14}$ . Аппроксимация (сплошная линия) с учетом энергии иона  $Gd^{3+}$  ( $\Delta_{eff} = 1.4$  К – длинный пунктир), локальной моды  $\Delta = 55$  К (штрих-пунктир) и фононной теплоемкости  $T_D = 400$  К (короткий пунктир).

ем дополнительной локальной моды  $\Delta \approx 45–50$  К, обусловленной взаимодействием фононов тепловых частот с наноструктурными неоднородностями стекла при  $qR_n \approx 1$  ( $R_n$  – средний размер неоднородности).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выше приведены примеры исследований фононного спектра, обусловленные особенностями структуры твердых диэлектрических материалах в условиях нестационарного распространения слабонеравновесных фононов в области области Не-температур.

Необходимо отметить, что большинство экспериментов по исследованию рассеяния фононов на статических дефектах (примеси замещения) выполнялось в образцах твердых растворов алюмо-редкоземельных гранатов с хорошо контролируемой концентрацией примесей замещения, что позволяло корректно разделять вклад упругого рассеяния и неупругих процессов – фонон-фо-

нонного, обусловленного ангармонизмом кристаллической решетки, и взаимодействия фононов с ДУС. При отсутствии ДУС это позволило исследовать различные режимы транспорта на фоне упругого рассеяния в зависимости от энергии фононов, инжектируемых в исследуемый образец. С другой стороны, в условиях отсутствия фонон-фононного взаимодействия исследована эффективность взаимодействия фононов с различными редкоземельными ионами на позициях замещения в зависимости от концентрации, величины магнитного момента, энергии ДУС, времен обмена с термостатом.

При исследовании керамик, полученных методом компактирования, показано, что они могут демонстрировать свойства фононных решеток, т.е. в фононном спектре может формироваться область запрещенных состояний, положение и ширина которой определяются средним размером зерна и структурой МГ.

Наблюдаемые аномалии коэффициента диффузии фононов в стекле и стеклоподобных диэлектриках позволили предположить наличие “щели” в спектре фононных состояний и объяснить особенности температурной зависимости теплопроводности в области температуры плато и выше, описать транспорт фононов в стекле в широком диапазоне температур.

Исследования выполнялись в рамках Государственного задания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Такер Дж., Рэмpton В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975.
2. *Gutfeld R.J., Nethercot A.H., Jr.* Heat Pulses in Quartz and Sapphire at Low Temperatures // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 12. P. 641.
3. *Физика фононов больших энергий / Под ред. Левинсона И.Б.* М.: Мир, 1976.
4. *Левинсон И.Б.* Нелокальная фононная теплопроводность // *ЖЭТФ.* 1980. Т. 79. № 4. С. 1394–1407.
5. *Ivanov S.N., Khazanov E.N., Paszkiewicz T., Taranov A.V., Wilczyński M.* Scattering of acoustic phonons by rare earth substitutional atoms in yttrium aluminum garnets // *Z. Phys. B.* 1996. V. 99. P. 535–541.
6. *Казаковцев Д.В., Левинсон И.Б.* Температура пленочного инжектора фононов // *Письма в ЖТФ.* 1981. Т. 7. С. 1185.
7. *Данильченко Б.А., Порошин В.В., Сарбей О.Г.* Излучение фононов в жидкий гелий // *Письма в ЖЭТФ.* 1983. Т. 38. № 8. С. 386.
8. *Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Таранов А.В.* Трансформация режима распространения неравновесных акустических фононов в твердых растворах гранатов // *ЖЭТФ.* 1985. Т. 89. № 5(11). С. 1824–1829.

9. Васильев Л.Н., Джабаров И., Остокский В.С., Парфеньева Л.С., Попов В.В., Смирнов И.А. Теплопроводность твердых растворов иттрий-алюминиевого и редкоземельно-алюминиевого гранатов // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2710–2715.
10. Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Котелянский И.М., Медведь В.В. Резонансное фонон-примесное рассеяние в твердых растворах // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 2941–2945.
11. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. О возможности равновесия в системе фононы–низкоэнергетические возбуждения в условиях нестационарного процесса распространения теплового импульса в твердых диэлектриках при гелиевых температурах // ЖЭТФ. 2021. Т. 160. № 3. С. 403.
12. Shevchenko E.V., Charnaya E.V., Khazanov E.N., Taranov A.V., Bugaev A.S. Heat capacity of rare-earth aluminum garnets // J. Alloys and Compounds. 2017. V. 717. P. 183–189.
13. Misra S.K., Orhun U. Spin-Lattice Relaxation Time of  $\text{Yb}^{3+}$  in  $\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  // Solid State Communications. 1987. V. 63. № 9. P. 867–869.
14. Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Ацаркин В.А., Демидов В.В. Исследование твердых растворов иттрий-эрбиевых алюминиевых гранатов методом распространения неравновесных фононов и спиновой релаксации // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 5. С. 274–280.
15. Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В. Фононная спектроскопия шоттки-подобных низкоэнергетических возбуждений парамагнитной природы в кристаллах твердых растворов гранатов // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 1–2. С. 111.
16. Иванов С.Н., Хазанов Е.Н., Таранов А.В. Аномалии при распространении тепловых импульсов в твердых растворах иттрий-редкоземельных алюминиевых гранатов // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 1. С. 20.
17. Гарин Б.М., Никитин И.П., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Корреляция между диэлектрическими потерями в субмиллиметровом диапазоне и поглощением акустических волн в твердых растворах  $\text{YAG}:\text{Lu}$  // Радиотехника. 2012. № 12. С. 85–89.
18. Ivanov S.N. The use of yttrium-rare earth aluminium garnet solid solutions for bulk-acoustic-wave (BAW) devices // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1992. V. 39. № 5. P. 653–657.
19. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В., Шевченко Е.В. Особенности транспорта фононов и теплоемкости в Er-содержащих алюмо-редкоземельных гранатах в области He-температур // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. В. 4. С. 826.
20. Левинсон И.Б. Установление температуры в диэлектрических стеклах ниже 1 К // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 157.
21. Саламатов Е.И. Нелокальные эффекты при диффузионном распространении тепловых импульсов в системах с центрами захвата неравновесных фононов // ФТТ. 2002. Т. 44. С. 935.
22. Куменков С.Е., Перель В.И. Релаксация энергии электрон-фононной системы в полупроводниках // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 346.
23. Иванов В.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Фононная спектроскопия субмикронных керамик на основе твердых растворов  $\text{Ce}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}_{2-y}$  // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. В. 1. С. 41.
24. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В., Шевченко Е.В. Транспортные характеристики фононов и теплоемкость монокристаллов твердых растворов  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{ZrO}_2(\text{YSZ})$  // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. В. 5(11). С. 910–917.
25. Лезова И.Е., Карбань О.В., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В. Кинетические характеристики фононов и структурные неоднородности твердых растворов моноалюминатов  $\text{Y}_{1-x}\text{Er}_x\text{AlO}_3$  // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. № 1. С. 90–96.
26. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. Динамическое торможение дислокаций // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 3.
27. Альшиц В.И., Иванов С.Н., Соифер Я.М., Хазанов Е.Н., Таранов А.В. Наблюдение дислокационного флаттер-резонанса в температурной зависимости рассеяния неравновесных фононов в кристаллах  $\text{LiF}$  // ФТТ. 1989. Т. 31. № 11. С. 63–65.
28. Гусев А.И. Эффекты нанокристаллического состояния в компактных металлах и соединениях // УФН. 1998. Т. 168. № 1. С. 55.
29. Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Акчурин М.Ш. Особенности структуры и фононных спектров диэлектрических лазерных оксидных керамик // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. С. 880–886.
30. Иванов В.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Резонансное рассеяние неравновесных фононов ( $\lambda = 10\text{--}50$  нм) в наноструктурной керамике на основе композитов  $\text{YSZ} + \text{Al}_2\text{O}_3$  // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 2. С. 339.
31. Барабаненков Ю.Н., Иванов В.В., Иванов С.Н., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Исследование нанокерамик на основе оксидов Al и Zr методом тепловых импульсов // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. № 3. С. 546–552.
32. Барабаненков Ю.Н., Иванов В.В., Иванов С.Н., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Хазанов О.Л. Распространение фононов в нанокристаллических керамиках  $\text{ZrO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$  // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. № 1. С. 131–138.
33. Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Исследование теплофизических свойств оксидных керамик в области гелиевых температур // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. № 2(8). С. 595.
34. Каплянский А.А., Мельников М.Б., Феофилов С.П. Распространение неравновесных терагерцовых акустических фононов в плотной кристаллической керамике на основе  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  // ФТТ. 1996. Т. 38. № 5. С. 1434.
35. Lu J., Prabhu M., Xu J., Ueda K. Highly efficient 2% Nd:yttrium aluminum garnet ceramic laser // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 3707.
36. Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Особенности кинетики субтерагерцовых фононов в оптически прозрачных керамиках на основе  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  с элементами двойникового в структуре // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. № 1. С. 93–97.

37. Yanagitani T., Yagi H. // Jap. Pat. No. 10-101333; No. 10-1014011. 1998.
38. Хазанов Е.Н., Таранов А.В., Алексеев С.Г., Ползиков А.И. Влияние анизотропии на кинетику и акустические характеристики фононов в керамике на основе YAG, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // ЖЭТФ. 2014. Т. 145. № 1. С. 557–562.
39. Salamatov E.I. Phonon propagation in nanoceramics // Phys. Stat. Sol. (c) 2004. V. 1. P. 2971.
40. Salamatov E.I. Phonon spectrum of compact ceramics: two-dimensional ordered model // Phys. Stat. Sol. (b) 2007. V. 244. № 6. P. 1895.
41. Ivanov V.V., Paranin S.N., Khrustov V.R. Nanostructured Ceramics Based on Aluminum and Zirconium Oxides Produced Using Magnetic Pulsed Pressing // The Physics of Metals and Metallography. 2002. V. 94. Suppl. 1. P. S98.
42. Карбань О.В., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Хасанов О.Л. Исследование особенностей кинетики тепловых фононов и структуры нанодисперсных железосодержащих керметов на основе корунда в области гелиевых температур // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. № 4. С. 758.
43. Побелл Ф. Акустические свойства стекол и поликристаллов при сверхнизких температурах // УФН. 1994. Т. 164. № 12. С. 1298–1301.
44. Buchenau U., Galperin Yu.M., Gurevich V.L., Parshin D.A., Ramos M.A., Schober H.R. Interaction of soft modes and sound waves in glasses // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. № 5. P. 2798.
45. Lawless W.N. Specific heats of paraelectrics, ferroelectrics, and antiferroelectrics at low temperatures // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. № 1. P. 134.
46. Meissner M., Knaak W., Sethna J.P., Chow K.S., De Yoreo J.J., Pohl R.O. Explanation for the universal low-temperature and dynamical properties of a particular glass // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 6091.
47. Hassaine M., Ramos M.A., Krivchikov A.I., Sharapova I.V., Korolyuk O.A., Jiménez-Riobóo R.J. Low-temperature thermal and elastoacoustic properties of butanol glasses: Study of position isomerism effects around the boson peak // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 104206.
48. Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Особенности транспортных характеристик фононов в стеклах и стеклоподобных кристаллах в области гелиевых температур // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. С. 308.
49. Козорезов А.Г., Иванов С.Н., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Распространение неравновесных фононов в керамических материалах // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 600.
50. Kozub V.I., Rudin A.M., Schober H. Nonequilibrium phonon transport in amorphous layers // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 6032.
51. Козуб В.И., Рудин А.М. Транспорт неравновесных фононов в неупорядоченных системах (Обзор) // ФТТ. 1996. Т. 38. № 2. С. 337.
52. Krivchikov A.I., Yushchenko A.N., Korolyuk O.A., Bermejo F.J., Fernandez-Perea R., Bustinduy I., González M.A. Effects of resonant phonon scattering from internal molecular modes on the thermal conductivity of molecular glasses // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 024202.
53. Ross G., Andersson P., Backstrom G. Unusual PT dependence of thermal conductivity for a clathrate hydrate // Nature. 1981. V. 290. P. 322.
54. Krivchikov A.I., Gorodilov B.Ya., Korolyuk O.A., Manzheli V.G., Romantsova O.O., Conrad H., Press W., Tse J.S., Klug D.D. Thermal conductivity of Xe clathrate hydrate at low temperatures // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 064203.
55. Иванов С.Н., Смирнова Е.П., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. Распространение неравновесных фононов в керамиках и кристаллах сегнетоэлектриков // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 624.
56. Farber L., Davies P.K. Influence of Cation Order on the Dielectric Properties of Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>–Pb(Sc<sub>1/2</sub>Nb<sub>1/2</sub>)O<sub>3</sub> (PMN-PSN) Relaxor Ferroelectrics // J. Am. Ceram. Soc. 2003. V. 86 № 11 P. 1861.
57. Нацик В.Д., Ватажук Е.Н., Паль-Валь П.П., Паль-Валь Л.Н., Москаленко В.А. Наблюдение низкотемпературных аномалий стекольного типа при изучении акустических свойств наноструктурных металлов // Физика низких температур. 2013. Т. 39. С. 1381.
58. Salamatov E.I. Vibrational spectrum and temperature behavior of thermal conductivity and specific heat in amorphous // J. Non-Crystalline Solids. 1996. V. 202. P. 128.
59. Саламатов Е.И. Вычисление плотности колебательных состояний системы с распределенным недиагональным беспорядком // ФТТ. 1991. Т. 33. С. 2601.
60. Либай Ф. Структурная химия силикатов. М.: Мир, 1988. 416 с.
61. Лезова И.Е., Саламатов Е.И., Таранов А.В., Хазанов Е.Н., Чарная Е.В., Шевченко Е.В. Особенности низкотемпературной теплоемкости и кинетики фононов в монокристаллах и стеклах ряда редкоземельных пентафосфатов // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. С. 918.
62. Лезова И.Е., Шевченко Е.В., Чарная Е.В., Хазанов Е.Н., Таранов А.В. Теплоемкость легированного эрбием галлий-гадолиниевого граната // ФТТ. 2018. Т. 60. С. 1906.