

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ НА КИНЕТИКУ И АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОНОНОВ В КЕРАМИКЕ НА ОСНОВЕ YAG, Y₂O₃, Lu₂O₃

*Е. Н. Хазанов**, *А. В. Таранов***, *С. Г. Алексеев*, *Н. И. Ползикова*

*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 августа 2013 г.

Проведен сравнительный анализ влияния фактора кубической анизотропии на акустические и транспортные характеристики фононов в лазерной керамике на основе YAG и полуторных оксидов Y₂O₃, Lu₂O₃. Измерены акустические характеристики (скорость и поглощение акустических волн) в образцах керамики YAG.

DOI: 10.7868/S0044451014010106

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных достижений в области материаловедения является создание высокоэффективной оптически прозрачной лазерной керамики на основе иттрий-алюминиевого граната (YAG) [1]. Основные этапы исследований и создания керамики YAG приведены в работе [2]. Наличие подобного материала, не уступающего монокристаллам по своим функциональным свойствам, открывает перспективы, связанные с экономичностью, реализацией сложных конструктивных форм, созданием элементов устройств произвольной апертуры.

Кристаллическая матрица YAG является не только одним из базовых материалов квантовой электроники, но и эффективным материалом для акустических и акустоэлектронных устройств СВЧ-диапазона. Монокристаллы изоморфных твердых растворов YAG:Re (Re = Lu, Yb, Er, ...) удовлетворяют требованиям, предъявляемым к рабочим элементам твердотельных акустических устройств СВЧ-диапазона: они квазиизотропны, технологичны при механической обработке, обладают рекордно малым коэффициентом поглощения акустических волн среди оксидов [3]. Так, на частоте 10 ГГц $\alpha = 8\text{--}10$ дБ/мкс (например, для Al₂O₃ $\alpha = 20$ дБ/мкс).

Предварительные экспериментальные исследования транспортных характеристик тепловых фононов субтерагерцевых частот в области Не-температур [4] и резонаторной акустической спектроскопии в СВЧ-диапазоне [5] показали сопоставимость степени акустической прозрачности образцов монокристаллов и керамики YAG. В то же время акустические и транспортные характеристики фононов крайне чувствительны к особенностям упаковки, структуры зерен и межзеренных границ керамического материала, что делает его интересным модельным материалом для исследований методами физической акустики. Наряду с YAG-керамикой, перспективными для лазерных применений являются синтезированные фирмой Konoshima Chemical Co. керамики на основе полуторных оксидов Y₂O₃, Lu₂O₃.

Особенностью перечисленных керамик как материала для высокотехнологичных элементов оптических и акустических устройств, помимо особенностей структуры (зерна, межзеренные границы), является различие фактора кубической анизотропии исходного материала.

Целью данной работы является сравнительный анализ влияния фактора кубической анизотропии на транспортные и акустические характеристики фононов в керамике YAG и полуторных оксидов Y₂O₃, Lu₂O₃.

Исследования керамики проводились двумя методами: методом фононной спектроскопии в субтерагерцевом диапазоне частот [6] и резонаторной аку-

*E-mail: khazanov@cplire.ru

**E-mail: taranov@cplire.ru

тической спектроскопии в СВЧ-диапазоне [7–11]. Предварительно рассмотрены особенности упругих свойств керамики на основе кубических материалов.

2. УПРУГИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ

Плотные керамики можно рассматривать как сплошную изотропную поликристаллическую среду, состоящую из произвольно ориентированных кристаллитов (зерен). Упругие свойства изотропной среды описываются двумя константами, например модулем Юнга E и модулем сдвига G . В соответствии с усреднением Фохта–Райса–Хилла эти константы могут быть вычислены с помощью модулей упругости кристаллитов c'_{ik} [12]. В дальнейшем будем рассматривать только случай кубической анизотропии кристаллитов.

Согласно приближению Фохта, средние значения модулей Юнга E_V и сдвига G_V

$$E_V = \frac{(c'_{11} - c'_{12} + 3c'_{44})(c'_{11} + 2c'_{12})}{2c'_{11} + 3c'_{12} + c'_{44}}, \quad (1)$$

$$G_V = \frac{c'_{11} - c'_{12} + 3c'_{44}}{5}.$$

В приближении Райса

$$E_R = \frac{5c'_{44}(c'_{11} - c'_{12})(c'_{11} + 2c'_{12})}{c'_{44}(3c'_{11} + c'_{12}) + (c'_{11} - c'_{12})(c'_{11} + 2c'_{12})}, \quad (2)$$

$$G_R = \frac{5c'_{44}(c'_{11} - c'_{12})}{4c'_{44} + 3(c'_{11} - c'_{12})}.$$

Согласно теореме Хилла, модули Фохта и Райса являются верхней и нижней границами реальных модулей E и G . Чем меньше фактор анизотропии кристаллитов, тем меньше разница между модулями. Обычно используют арифметическое усреднение: $E = (E_V + E_R)/2$, $G = (G_V + G_R)/2$.

Скорости продольных и сдвиговых волн ($v_l = \sqrt{c_{11}/\rho}$, $v_t = \sqrt{c_{44}/\rho}$) определяются плотностью материала ρ и упругими константами

$$c_{11} = G \frac{4G - E}{3G - E}, \quad c_{44} = G. \quad (3)$$

Если воспользоваться модулем упругости в монокристалле для направления диагонали куба $c'(111) = (c'_{11} + 2c'_{12} + c'_{44})/3$, ($v_t(111) = \sqrt{c'(111)/\rho}$) и выражением для фактора кубической анизотропии $A = 2c'_{44}/(c'_{11} - c'_{12})$, то можно получить простые формулы для усредненных значений модулей упругости Фохта и Райса:

$$c_{11V} = (2c'_{11} + 3c'(111))/5,$$

$$c_{11R} = (2c'_{11}A + 3c'(111))/5,$$

$$c_{44V} = c'_{44}(2 + 3A)/(5A), \quad c_{44R} = 5c'_{44}/(2A + 3),$$

которые наглядно демонстрируют влияние анизотропии на упругие свойства керамики. Подставляя параметры монокристалла YAG: $c'_{11} = 33.32$, $c'_{44} = 11.50$, $c'_{12} = 11.07$ (10^{10} Н/м²) [13] можно, согласно выражениям (1)–(3), вычислить средние модули упругости для керамики $c_{11} = 33.622$ и $c_{44} = 11.348$, а для скоростей продольных акустических волн получаем $v_V = 8.596$, $v_R = 8.595$ (10^3 м/с). В монокристалле $v_l = 8.557 \cdot 10^3$ м/с.

Для YAG фактор анизотропии $A = 1.03$ близок к единице, поэтому усредненные модули и скорости акустических волн близки к аналогичным параметрам для монокристалла. Поскольку фактор анизотропии положителен, скорость продольных волн может быть выше, а сдвиговых — ниже соответствующих значений вдоль кристаллических осей. Для материалов с $A < 1$ ситуация была бы обратная. Более наглядно степень анизотропии может проявляться при анализе транспортных характеристик фононов в области гелиевых температур.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. Фононная спектроскопия керамики

Влияние структурных факторов и анизотропии на физические характеристики керамики исследовалось в экспериментах по анализу транспортных характеристик фононов субтерагерцевых частот в области гелиевых температур, когда можно пренебречь неупругими фонон-фононными процессами, и рассеяние определяется только структурой керамического материала.

В экспериментах исследовались температурные зависимости коэффициента диффузии слабонравновесных фононов в интервале $T = 2.2$ – 3.8 К. Неравновесные фононы инжектировались в образец путем импульсного нагрева пленки металла (Au) и регистрировались на противоположной грани сверхпроводящим болометром (Sn) [6]. Измеряемой величиной являлось время прихода максимума сигнала в режиме диффузии:

$$t_m(T) = \frac{L^2}{4BD(T)}, \quad D = \frac{1}{3}lv, \quad (4)$$

где L — длина образца в направлении распространения НФ, D — коэффициент диффузии НФ, $B = 1/2$ для «плоской» геометрии, $B = 3/2$ для «точечного» источника, l — эффективная длина свободного

пробега фононов, v — средняя по поляризациям скорость звука.

Исследуемые образцы были синтезированы методом VSN (vacuum sintering and nanotechnology) Konoshima Chemical Co. (средний размер зерна $R = 1\text{--}2$ мкм) и имели теоретическую плотность.

Перед обсуждением результатов данного этапа исследований необходимо отметить разницу структуры керамики YAG и керамики на основе полупроводниковых кубических оксидов Y_2O_3 , Lu_2O_3 .

Кристаллографические исследования [14] показали, что кристаллиты (зерна) в образцах керамики YAG были, в отличие от керамики Y_2O_3 и Lu_2O_3 , частично упорядочены, т. е. сопряжены по плоскостям (111), формируя на сколе углы 120° с элементами двойникования в направлении [112] в структуре зерен. В эксперименте по фоновой спектроскопии было показано, что при среднем размере $R \leq 2$ мкм зерна YAG-керамики были продвоиникованы по всему объему, межзеренные границы имели естественную кристаллографическую природу, отношение эффективной длины рассеяния фононов к размеру зерна $l/R \geq 10^2$ [15]. В то же время в структуре образцов керамики Y_2O_3 , синтезированных в тех же условиях, зерна имели элементы двойникования, но были ориентированы случайным образом [16], что при большом факторе кубической анизотропии Y_2O_3 ($A = 1.34$) могло приводить к скачку акустического импеданса в области межзеренных границ и, как следствие, к дополнительному рассеянию фононов.

На рис. 1а приведены температурные зависимости коэффициента диффузии $D(T)$ слабонравновесных фононов в области He-температур в образцах керамики YAG, Y_2O_3 , Lu_2O_3 со средним размером зерна 1–2 мкм. Результаты приведены с учетом геометрического фактора [17]. В случае, когда анизотропией можно пренебречь (YAG), зависимость $D(T) \propto T^{-2}$ [18] связана с резонансным рассеянием фононов на межзеренных границах как слое конечной толщины, когда обратное значение проекции волнового вектора фонона соизмеримо с толщиной слоя. В случае анизотропии структуры зерен керамики (Y_2O_3 , Lu_2O_3) добавляется рассеяние фононов из-за акустического рассогласования. В отсутствие фонон-фононного взаимодействия вклад независимых механизмов рассеяния можно разделить, воспользовавшись правилом Матиссена $1/D = 1/D_{gb} + 1/D_{ac}$, где D_{gb} и D_{ac} — вклады в общий коэффициент диффузии D соответственно от рассеяния фононов на межзеренных границах и акустического рассогласования соседних

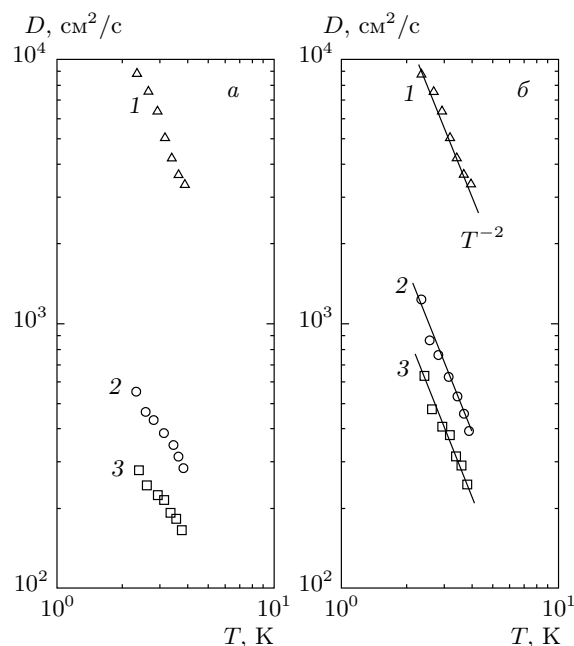


Рис. 1. Зависимость коэффициента диффузии от температуры в образцах керамики Konoshima Chemical Co: 1 — YAG, 2 — Y_2O_3 , 3 — Lu_2O_3 ; $R = 1\text{--}2$ мкм; а — эксперимент, б — рассеяние фононов на межзеренных границах без учета рассеяния, связанного с анизотропией

зерен. Заметим, что вклад акустического рассогласования в общий коэффициент диффузии D частотно независим. Оценки D_{ac} дают значения 10^3 см²/с и $5 \cdot 10^2$ см²/с соответственно для образцов Y_2O_3 и Lu_2O_3 .

На рис. 1б приведены зависимости $D(T) \propto T^{-2}$ за вычетом рассеяния, связанного с разориентацией соседних зерен, что позволяет более корректно оценить полученные ранее [19, 20] средние значения толщины межзеренных слоев в образцах керамики Y_2O_3 и Lu_2O_3 , которые оказались сравнимы со значениями для керамики YAG [4].

На рис. 2 приведены регистрируемые болометром задние фронты сигналов НФ в режиме диффузии при $T = 3.8$ К в двойном логарифмическом масштабе. Более крутой спад при $t > 10^{-3}$ с связан с включением неупругого фонон-фононного взаимодействия [4]. Структура зерен с элементами двойникования является более совершенной, так как дефекты, связанные с напряжениями разного знака, обычно аннигилируют в области границы двойникования [21]. В образцах керамики YAG с размером зерна $R > 10$ мкм элементов двойникования и упорядочения в структуре зерен не наблюдалось. Скол,

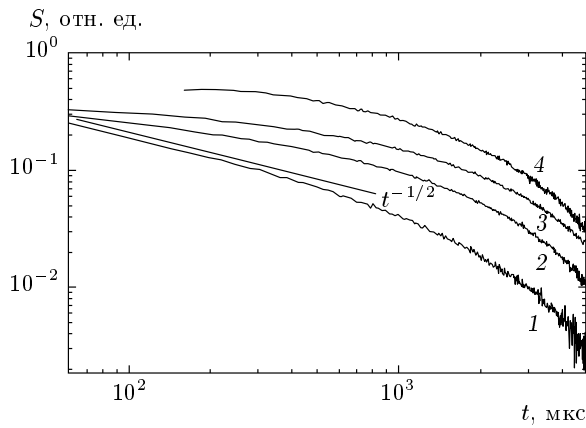


Рис. 2. Задние фронты диффузионных сигналов неравновесных фононов при $T = 3.8$ К: 1 — YAG, $R = 1-2$ мкм; 2 — YAG, $R > 10$ мкм; 3 — Y_2O_3 , $R = 1-2$ мкм; 4 — Lu_2O_3 , $R = 1-2$ мкм

как правило, происходил не по межзеренным границам, а по зерну в отличие от образцов с $R = 1-2$ мкм. При этом время прихода максимума сигнала увеличивалось, а задний фронт затягивался (спадал медленнее, чем $D(t) \propto t^{-1/2}$ в случае классической диффузии). Это может свидетельствовать не только о разориентации зерен YAG, но и о наличии дополнительных напряжений в их структуре [15]. Тот же характер зависимостей наблюдается для Y_2O_3 и Lu_2O_3 (кривые 3, 4 на рис. 2). В первом случае (YAG) наблюдаемые особенности связаны с различием технологических условий синтеза (температура и время отжига, условия компактирования). Во втором (Y_2O_3 , Lu_2O_3) это еще и особенности структуры (фактор анизотропии) материала. В конечном итоге физические свойства и структура исследуемых образцов определяются механизмом релаксации напряжений, который может зависеть как от анизотропии упругих свойств, так и от технологических условий синтеза.

Таким образом, высокие по сравнению с YAG значения фактора кубической анизотропии в керамике на основе полуторных оксидов ответственны за уменьшение коэффициента диффузии фононов тепловых частот в области гелиевых температур. Произвольная ориентации кристаллитов в образцах керамики на основе полуторных оксидов может свидетельствовать об ином механизме релаксации напряжений в процессе синтеза по сравнению с керамикой YAG. Если в керамике YAG при оптимизации условий синтеза основным механизмом пластической деформации является двойникование по плоскости (111) в направлении [112] [22], то в кера-

мике на основе полуторных оксидов может иметь место комбинация механизмов релаксации. Последовательное включение механизмов релаксации напряжений наблюдалось в керамике на основе кубического фторида LiF, полученной методом горячего прессования из монокристаллов [23]. Исследование механизма релаксации напряжений в керамике на основе полуторных оксидов имеет важное значение для оптимизации процесса синтеза и улучшения структуры керамики. Отметим, что в керамике на основе кубических оксидов и фторидов прослеживается корреляция анализируемых в работе физических характеристик и особенности формирования структуры со значением энергии двойникования упомянутых выше исходных материалов (табл. 3 в работе [2]).

3.2. Метод резонаторной акустической спектроскопии

Измерения акустических потерь и скорости акустических волн проводились методом резонаторной акустической спектроскопии [7–11] в диапазоне частот 0.8–4 ГГц при комнатной температуре. Составной резонатор на объемных акустических волнах представляет собой относительно толстую пластину керамики YAG, на поверхности которой расположены электроакустические преобразователи — пьезоэлектрические пленки (ZnO) с двумя тонкими (150 нм) электродами из алюминия. С помощью электроакустического преобразователя, включенного во внешнюю электрическую цепь, в составной резонаторной структуре возбуждаются и регистрируются акустические волны. Фрагмент частотного спектра приведен на рис. 3. Скорость акустических волн в керамике находится из измерений частотного интервала $\delta f = f_{n+1} - f_n$ между двумя соседними резонансами (или антирезонансами) с номерами n и $n + 1$ из соотношения

$$v = 2d\delta f(1 + 2t\delta f/v_{tr}),$$

где v_{tr} — скорость акустических волн в пьезоэлектрике, d — толщина образца керамики, t — толщина пьезоэлектрика.

Полное поглощение энергии акустических волн в структуре можно определить из соотношения $\alpha(dB/\mu s) = 8.68 \cdot 10^{-6} \pi \Delta f_n$, где Δf_n — разность между частотами экстремумов мнимой части электрического импеданса $\text{Im}(Z_e)$, показанного на рис. 1 [8, 9]. На толщине структуры в исследуемом диапазоне укладывается несколько сот длин волны, что

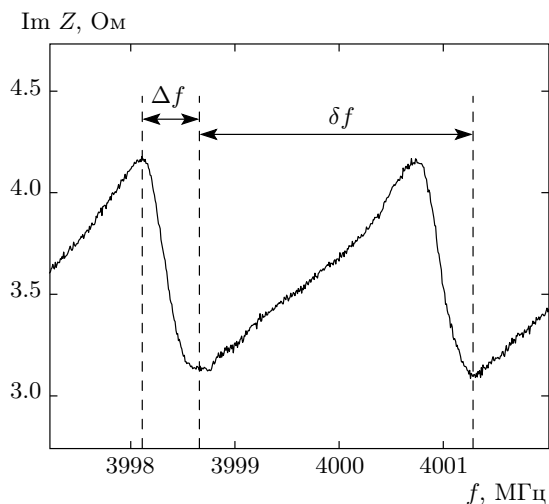


Рис. 3. Фрагмент измеренной частотной зависимости мнимой части импеданса резонатора на основе преобразователя Al-ZnO-Al и керамики YAG. Толщина образца YAG 1627 мкм, толщина пленки пьезоэлектрика 2.7 мкм

обеспечивает высокую точность измерений абсолютных значений скорости и поглощения акустических волн.

3.3. Поглощение и скорость акустических волн

На рис. 4 представлены частотные зависимости поглощения $\alpha(f)$ продольных акустических волн в образцах керамики YAG Konoshima Chemical Co. (плотность $\rho = 4.55 \text{ г/см}^3$, размер зерна $R = 1\text{--}2 \text{ мкм}$).

Зависимость $\alpha(f)$, измеренная методом составного резонатора, в высокочастотной области имеет квадратичный характер. Такая зависимость характерна для механизма поглощения Ахиезера, обусловленного взаимодействием акустических волн с тепловыми фононами. Следует учесть, что частотная зависимость вклада в эффективный коэффициент поглощения акустических волн из-за рассеяния на шероховатостях поверхностей резонатора при $qh \ll 1$ (h — среднеквадратичная высота неровности, q — волновой вектор фонона) также имеет квадратичный характер [26]. После механической обработки среднеквадратичная высота неровностей поверхности пластины керамики составляла 2 нм, однако из-за поликристаллического харак-

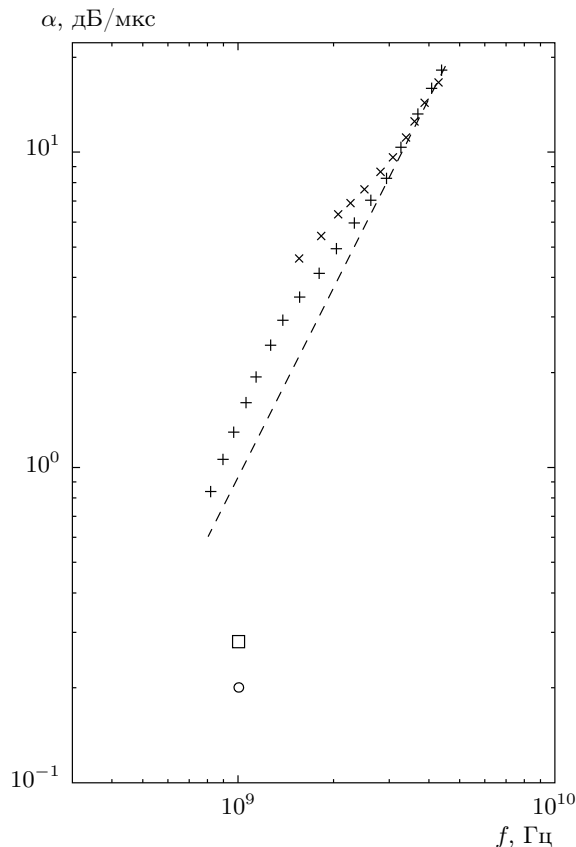


Рис. 4. Частотная зависимость поглощения акустических волн в резонаторной структуре на основе керамики YAG с апертурой преобразователя: \times — 400 мкм, $+$ — 550 мкм. Поглощение акустических волн в монокристалле: \square — YAG [24], \circ — YAG [25]. Штриховая линия соответствует зависимости $\alpha \propto f^2$

тера пьезоэлектрической пленки шероховатость ее поверхности, так же как и поверхности нанесенного на нее алюминиевого электрода, оказалась равной 10 нм. Следуя работам [10, 26], можно оценить вклад рассеяния акустических волн на шероховатой поверхности в общие акустические потери как 0.3–0.4 дБ/мкс. Таким образом, оценочная величина собственного поглощения акустических волн в материале YAG-керамики составляет 0.5–0.6 дБ/мкс, что лишь незначительно превышает известные значения в монокристаллах YAG. На рис. 4 приведены значения поглощения в монокристаллах YAG на частоте 1 ГГц из работ [24, 25].

Отклонение приведенных зависимостей от квадратичного характера в области низких частот обусловлено вкладом различных механизмов, связан-

Таблица. Упругие константы и скорости акустических волн в керамике YAG и Y₂O₃

	YAG	Y ₂ O ₃
Фактор анизотропии	1.03	1.34
Упругие константы монокристалла, 10 ¹⁰ Н/м ²	$c'_{11} = 33.32, c'_{44} = 11.50,$ $c'_{12} = 11.07$ [13]	$c'_{11} = 22.37, c'_{44} = 7.46,$ $c'_{12} = 11.24$ [27]
Модуль Юнга $E_V, E_R, (E)$	28.25, 28.24, (28.24)	17.49, 17.18, (17.33)
Модуль сдвига $G_V, G_R, (G)$	11.35, 11.35, (11.35)	6.70, 6.57, (6.63)
Упругие константы керамики	$c_{11} = 33.62, c_{44} = 11.35$	$c_{11} = 23.79, c_{44} = 6.63$
Скорость продольных акустических волн, 10 ⁵ см/с Эксперимент, 10 ⁵ см/с	$v_{lV} = 8.596, v_{lR} = 8.595,$ $v_l = 8.60 \pm 0.01$	$v_{lV} = 6.891, v_{lR} = 6.865$ —
Скорость сдвиговых акустических волн, 10 ⁵ см/с	$v_{tV} = 4.992, v_{tR} = 4.991$	$v_{tV} = 3.650, v_{tR} = 3.613$
Средняя по поляризациям скорость акустических волн, 10 ⁵ см/с	$v = 5.541$	$v = 4.060$
Плотность (теория)	4.55	5.03

ных с возбуждением неосновных мод (гармоник высшего порядка в плоскости преобразователя) и неполным захватом энергии колебаний [10, 11]. Следует отметить, что эти механизмы определяются геометрией структуры, в частности, соотношением между толщиной и диаметром пьезопреобразователя. На рис. 4 приведены данные для образцов, различающихся только диаметром преобразователя. Частотная зависимость поглощения для образца с большим преобразователем становится квадратичной при более низкой частоте, что находится в согласии с теоретическими оценками [9].

В таблице наряду с данными для монокристалла и керамики YAG приведены известные из литературы данные для лазерной керамики на основе Y₂O₃ [27]. Плотность образцов керамики YAG соответствовала теоретической для монокристалла.

Благодаря высокой изотропии ($A = 1.03$) пределы значений скорости акустических волн в образце керамики YAG различаются только в 4-м знаке. Значения продольной скорости акустических волн v_l , измеренные методом составного акустического резонатора, хорошо совпадают с расчетными. Существенно больший фактор анизотропии кристаллитов Y₂O₃ ($A = 1.34$) приводит к различию скоростей акустических волн в керамике уже в 3-м знаке. Таким образом, абсолютные значения скорости акусти-

ческих волн в материале керамики отличаются от соответствующих значений для монокристаллов.

Отметим, что монокристаллы полторных оксидов в реальных условиях могут быть синтезированы лишь микроскопических размеров. В литературе отсутствуют данные по измерению констант упругости в кристаллитах Lu₂O₃. Имеющиеся данные и оценка модулей упругости приведены в работе [28]. В таблице приведены также усредненные по поляризациям расчетные значения скорости фононов, используемые при анализе их транспортных характеристик (4).

Таким образом, в керамике на основе кубических оксидов значение фактора анизотропии исходного материала в значительной мере определяет кинетические характеристики неравновесных фононов, характер релаксации напряжений в процессе синтеза и, как следствие, структуру керамического материала. В образцах керамики YAG, синтезированных методом VSN, акустические характеристики (поглощение в СВЧ-диапазоне, скорость акустических волн) сопоставимы с соответствующими значениями для монокристаллов.

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН (НШ-4732.2012.9) и при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 11-02-00704-а, 11-07-00766-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Lu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, Y. Akiyama, and A. A. Kaminskii, *J. Alloys Comp.* **341**, 220 (2002).
2. А. А. Каминский, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, М. Ш. Акчурин, *КЭ* **42**, 880 (2012).
3. S. N. Ivanov, *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control* **39**, 653 (1992).
4. А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **134**, 595 (2008).
5. N. I. Polzikova, G. D. Mansfeld, S. G. Alekseev, I. M. Kotelyanskii, F. O. Sergeev, *Proc. IEEE Ultrasonics Symposium* (2008), p. 2169.
6. А. А. Каминский, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *КЭ* **43**, 282 (2013).
7. С. Г. Алексеев, И. М. Котелянский, Г. Д. Мансфельд, Н. И. Ползикова, Ф. О. Сергеев, А. К. Абачев, *РЭ* **52**, 1013 (2007).
8. Г. Д. Мансфельд, С. Г. Алексеев, Н. И. Ползикова, *Акуст. ж.* **54**, 552 (2008).
9. G. D. Mansfeld, S. G. Alekseev, I. M. Kotelyanskii, and N. I. Polzikova, *Acoustic. Phys.* **56**, 904 (2010).
10. С. Г. Алексеев, Г. Д. Мансфельд, Н. И. Ползикова, И. М. Котелянский, *Акуст. ж.* **53**, 533 (2007).
11. Н. И. Ползикова, Г. Д. Мансфельд, С. Г. Алексеев, А. О. Раевский, *Акуст. ж.* **55**, 121 (2009).
12. R. Hill, *Proc. Phys. Soc. A* **65**, 349 (1952).
13. E. G. Spencer and R. T. Denton, *J. Appl. Phys.* **34**, 3059 (1963).
14. М. Ш. Акчурин, Р. В. Гайнутдинов, Р. М. Закалюкин, А. А. Каминский, *ДАН* **415**, 322 (2007).
15. М. Ш. Акчурин, Р. В. Гайнутдинов, А. А. Каминский, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, *ЖЭТФ* **135**, 93 (2009).
16. В. В. Иванов, С. Н. Иванов, А. С. Кайгородов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, В. Р. Хрустов, *Неорг. матер.* **43**, 1515 (2007).
17. S. N. Ivanov, E. N. Khazanov, T. Paszkiewicz, M. Wilczynski, and A. V. Taranov, *Z. Phys. B* **99**, 535 (1996).
18. Ю. Н. Барабаненков, С. Н. Иванов, А. В. Таранов и др., *Письма в ЖЭТФ* **79**, 421 (2004).
19. S. N. Ivanov, Yu. N. Barabanenkov, A. V. Taranov et al., *Phys. Stat. Sol. B* **242**, 1986 (2005).
20. А. А. Каминский, S. N. Bagayev, K. Ueda et al., *Laser Phys. Lett.* **3**, 375 (2006).
21. М. Ш. Акчурин, Р. В. Гайнутдинов, А. А. Каминский, *Поверхность Вып. 9*, 78 (2006).
22. М. Ш. Акчурин, Р. М. Закалюкин, А. А. Каминский, И. И. Купенко, *Кристаллография* **55**, 663 (2010).
23. Е. Н. Хазанов, А. В. Таранов, Р. В. Гайнутдинов и др., *ЖЭТФ* **137**, 1126 (2010).
24. B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Malabar, FL, Robert E. Krieger Publishing Co., Vol. 1 (1990).
25. В. В. Медведь, *Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук*, ИРЭ, Москва 1989.
26. С. Н. Иванов, И. М. Котелянский, Е. Н. Хазанов, Л. И. Хильченко, *ФТТ* **25**, 2184 (1983).
27. J. W. Palko, W. M. Kriven, S. V. Sinogeikin, J. D. Bass, and A. Sayir, *J. Appl. Phys.* **89**, 7791 (2001).
28. J. Sanghera, W. Kim, G. Villollos et al., *Materials* **5**, 258 (2012).