

Анизотропия затухания акустических волн в кристаллах парателлуриитаФ. Р. Ахмеджанов^{1,*}, З. Т. Азаматов^{2,†}, А. Ф. Болтабаев¹, Э. Т. Рахимов¹¹Институт ядерной физики АН РУз, Узбекистан, 100214, Ташкент, п. Улугбек, ИЯФ АН РУз²Национальный университет Узбекистана, НИИ прикладной физики,

Узбекистан, 100174, Ташкент, Студгородок, ЗА

(Статья поступила 25.11.2014; Подписана в печать 10.12.2014)

Методом брэгговской дифракции света измерены скорость распространения и коэффициент затухания акустических волн в кристаллах парателлуриита в частотном диапазоне 0,4–1,6 ГГц. На основе полученных данных рассчитаны действительные и мнимые компоненты комплексного тензора упругих постоянных. Проведен анализ анизотропии затухания акустических волн с различной поляризацией, распространяющихся в кристаллографических плоскостях, ортогональных осям симметрии второго и четвертого порядка. Показано, что сильная анизотропия акустического затухания, наблюдаемая для поперечной волны, распространяющейся в плоскости (1–10), обусловлена в основном анизотропией ее фазовой скорости.

PACS: 43.20.Ej;43.20.Hg;43.35.Sx;43.58.Dj

УДК: 534.2:58.4:548.9

Ключевые слова: акустическая волна, анизотропия затухания, брэгговская дифракция, парателлуриит, поляризация, упругие постоянные.

ВВЕДЕНИЕ

$$c''_{eff} = c''_{ijkl} \kappa_j \kappa_l \gamma_i \gamma_k, \quad (3)$$

Кристаллы парателлуриита (TeO_2 — точечная группа симметрии 422) обладают редким, сочетанием свойств, благодаря которым они широко используются в акустооптических устройствах [1–4]. В то же время анизотропия затухания акустических волн в этих кристаллах до сих пор детально не изучена. Для полного и наглядного описания анизотропии акустических свойств кристаллов наряду с характеристическими поверхностями скорости распространения акустических волн удобно использовать поверхности акустического затухания.

Такой подход впервые был предложен при исследовании анизотропии акустического затухания в кристаллах окиси магния [5] и ниобата лития [6] и использован в настоящей работе для анализа анизотропии затухания продольных и поперечных акустических волн в кристаллах парателлуриита. Исследования [5, 6] основаны на теоретической работе [7], в которой выражение для затухания акустических волн в области $\omega\tau \ll 1$ было получено из рассмотрения скорости генерации энтропии и показано, что коэффициенты затухания в этой области могут быть выражены через мнимые части упругих постоянных:

$$\alpha = \frac{1}{2} \omega \frac{c''_{eff}}{c'_{eff}}, \quad (1)$$

где ω — круговая частота акустической волны, а действительная и мнимая части эффективной упругой постоянной в определяется свертками:

$$c'_{eff} = c'_{ijkl} \kappa_j \kappa_l \gamma_i \gamma_k, \quad (2)$$

где κ_j и γ_i — компоненты единичной волновой нормали κ и вектора поляризации γ .

Свойства симметрии и соответственно число независимых компонент мнимой части c''_{ijkl} модуля упругости такие же, как у действительной части c'_{ijkl} , с помощью которой анализируется ориентационная зависимость фазовой и групповой скорости акустических волн в кристаллах [8–12]. Соответственно, комплексный модуль упругости записывается в виде:

$$c_{ijkl} = c'_{ijkl} + i c''_{ijkl} \quad (4)$$

В частности, для парателлуриита, а также для других тетрагональных кристаллов точечных групп симметрии 42m, 422, 4mm и 4/mmm из экспериментальных данных по скорости и затуханию акустических волн наряду с шестью действительными упругими коэффициентами должны быть определены шесть независимых компонент мнимой части тензора упругих коэффициентов (в матричной записи: c''_{11} , c''_{12} , c''_{13} , c''_{33} , c''_{44} , c''_{66}).

Таким образом, с помощью уравнения (1) можно определить коэффициент затухания акустических волн в кристалле для любых направлений волнового вектора. Эти направления входят в выражения для эффективных упругих модулей c'_{eff} и c''_{eff} , общий вид которых определяется симметрией кристалла и направляющими косинусами единичной волновой нормали κ и вектора поляризации γ .

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения скорости распространения и коэффициента затухания проводились для акустических волн, распространяющихся вдоль кристаллографических направлений [100], [001], [110] и [101] в номинально

*E-mail: farkhad2@yahoo.com

†E-mail: azamatov@mail.ru

чистых кристаллах парателлуриата, при комнатной температуре. Образцы представляли собой прямоугольные параллелепипеды, ориентированные длинной стороной вдоль соответствующего направления с точностью до 1° . Продольные и поперечные акустические волны в образцах возбуждались пьезоэлектрическими преобразователями из кварца соответственно X- и Y-срезов, толщиной 30–40 мкм.

Для проведения измерений использовался метод брэгговской дифракции света [1, 5] и акустооптическая установка, состоящая из системы возбуждения акустических волн в диапазоне частот 0,4–1,6 ГГц и системы регистрации лазерного света (длина волны 632,8 нм), дифрагированного на акустической волне. Прием и усиление дифрагированного света производился с помощью фотоэлектронного умножителя.

В одной и той же точке образца вдоль направления распространения акустической волны измерялись интенсивность света, дифрагированного на прямой акустической волне (I_1), и интенсивность света, дифрагированного на отраженной от свободного торца образца волне (I_2). Изменялись также соответствующие расстояния и промежутки времени между указанными сигналами.

Измерения интенсивности дифрагированного света проводились с помощью автоматизированной установки, управляемой компьютером. Для устранения наложения шумов сигнал с выхода фотоприемника пропускался через аналоговый ключ, с помощью которого селектировались импульсы с амплитудами, превышающими амплитуду шумов не менее чем в 2 раза. Затем полезный сигнал поступал на функциональный модуль, где выделялся и преобразовывался в дискретный код, и передавался в компьютер. Автоматизированный режим работы измерительной системы осуществлялся под управлением программы, разработанной на алгоритмическом языке Турбо Паскаль. Коэффициент затухания акустической волны в исследуемом образце рассчитывался по формуле:

$$\alpha = \frac{10 \lg(I_1/I_2)}{\Delta t}, \quad (5)$$

где Δt — промежуток времени между указанными сигналами. Погрешность определения коэффициента затухания составляла около 10%.

Формула (5) легко выводится из рассмотрения зависимости измеренных значений интенсивностей света от расстояния вдоль направления распространения акустической волны.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 1 приведены результаты измерения скорости и коэффициента затухания акустических волн в кристаллах парателлуриата на частоте 1 ГГц. Представлены

также выражения для эффективного упругого модуля через независимые компоненты тензора. Литературные данные взяты из работ [13, 14]. Для некоторых типов волн коэффициент затухания определен впервые.

Полученные результаты были использованы для расчета действительных и мнимых компонент комплексного тензора упругих модулей, с помощью которых возможно определение характеристик акустических волн вдоль любого произвольного направления в кристаллах парателлуриата.

Рассмотрим основные формулы, позволяющие проводить такие вычисления. Подставляя выражение (4) в уравнение движения для элемента объема твердого тела получаем соответствующее волновое уравнение, учитывающее диссипацию энергии в акустической волне [5, 8]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (c'_{ijkl} + c''_{ijkl}) \frac{\partial^2 u_{kl}}{\partial x_j \partial x_l}, \quad (6)$$

где u_i — компоненты вектора смещения частиц, u_{kl} — компоненты тензора деформаций, x_k — координаты. Уравнение (6) решается в приближении плоской затухающей гармонической волны:

$$u_i = u_{0i} \exp[i(\omega t - \mathbf{q}_k x_k) - \alpha t],$$

где \mathbf{u}_0 — амплитуда волны, \mathbf{q} — волновой вектор, α — коэффициент затухания. В результате получаем систему алгебраических уравнений, в которых необходимо рассматривать отдельно равенства для действительных и мнимых частей уравнений.

Указанные равенства удобно записывать через действительные и мнимые компоненты тензора Грина–Кристоффеля, которые представляют собой свертку материального тензора упругих модулей, соответственно, действительных или мнимых, по направляющим косинусам единичной волновой нормали κ .

$$\Gamma'_{ik} = c'_{ijkl} \kappa_j \kappa_l \quad (7)$$

$$\Gamma''_{ik} = c''_{ijkl} \kappa_j \kappa_l \quad (8)$$

Выражения для компонент тензора Грина–Кристоффеля, одинаковые для действительной и мнимой частей этого тензора для кристаллов точечной группы симметрии 422 представлены в табл. 2

Используя равенство для действительных частей уравнения, получаем известную систему уравнений Грина–Кристоффеля в виде [9, 10]:

$$[\Gamma - \delta_{ik} \rho V^2] \gamma_k = 0, \quad (9)$$

где δ_{ik} — тензор Кронекера, ρ — плотность кристалла, V — фазовая скорость акустической волны.

Рассматривая далее равенство для мнимых частей уравнения, получаем выражение для расчета коэффициента затухания через мнимые компоненты тензора

Таблица I: Скорость распространения и коэффициент затухания акустических волн в кристаллах парателлуриата, $\nu = 1$ ГГц, $T = 293$ К

\mathbf{q}	γ	c_{eff}	V , 103 м/с		α , дБ/мкс	
			Экспер.	Литер.	Экспер.	Литер.
[100]	[100]	c_{11}	3,07	3,05	3,4	3,0
	[001]	c_{44}	2,09	2,10	0,9	
	[010]	c_{66}	3,31	3,32	2,8	
[001]	[001]	c_{33}	4,23	4,20	2,6	2,4
	[100]	c_{44}	2,08	2,10	0,9	1,0
[110]	[110]	$(c_{11} + c_{12} + 2c_{66})/2$	4,56	4,66	2,5	
	[1-10]	$(c_{11} - c_{12})/2$	0,62	0,61	16,0	12,4
	[001]	c_{44}	2,08	2,10	0,8	

Таблица II: Компоненты тензора Грина–Кристоффеля

\mathbf{q}	Γ_{11}	Γ_{22}	Γ_{33}	Γ_{12}	Γ_{13}	Γ_{23}
[100]	c_{11}	c_{66}	c_{44}	0	0	0
[010]	c_{66}	c_{11}	c_{44}	0	0	0
[001]	c_{44}	c_{44}	c_{33}	0	0	0
[110]	$0,5(c_{11} + c_{66})$	$0,5(c_{11} + c_{66})$	c_{44}	$0,5(c_{12} + c_{66})$	0	0
[101]	$0,5(c_{11} + c_{44})$	$0,5(c_{66} + c_{44})$	$0,5(c_{33} + c_{44})$	0	$0,5(c_{13} + c_{44})$	0
[011]	$0,5(c_{66} + c_{44})$	$0,5(c_{11} + c_{44})$	$0,5(c_{33} + c_{44})$	0	0	$0,5(c_{13} + c_{44})$

Грина–Кристоффеля, которое легко свести к соотношению (1):

$$\frac{2\alpha\rho V^2}{\omega} = \Gamma''_{eff}\gamma_i\gamma_k = c''_{eff}. \quad (10)$$

В сферической системе координат направление распространения упругой волны задается двумя углами: φ и θ , где угол φ задает распространение упругой волны относительно оси X , а угол θ — относительно оси Z . При таких обозначениях нормаль к волновому фронту имеет компоненты: $\kappa_1 = \cos\varphi \sin\theta$, $\kappa_2 = \sin\varphi \sin\theta$ и $\kappa_3 = \cos\theta$.

Нами было рассмотрена анизотропия затухания всех трех мод акустических волн при их распространении в кристаллографических плоскостях (001) и (110). Наиболее простые соотношения получаются для акустических волн в плоскости (001), ортогональной оси симметрии четвертого порядка. В этом случае угол $\theta = \pi/2$, направляющие косинусы равны $\kappa_1 = \cos\varphi$, $\kappa_2 = \sin\varphi$, $\kappa_3 = 0$, и мнимые компоненты тензора Грина–Кристоффеля записываются в виде:

$$\Gamma''_{11} = c''_{11} \cos^2 \varphi + c''_{66} \sin^2 \varphi,$$

$$\Gamma''_{22} = c''_{11} \sin^2 \varphi + c''_{66} \cos^2 \varphi,$$

$$\Gamma''_{33} = c''_{44},$$

$$\Gamma''_{12} = \Gamma''_{21} = (c''_{12} + c''_{66}) \cos\varphi \sin\varphi,$$

$$\Gamma''_{13} = \Gamma''_{31} = \Gamma''_{23} = \Gamma''_{32} = 0.$$

В результате, мнимая часть эффективной упругой постоянной для акустических волн, поляризация которых лежит в плоскости их распространения (001), определяется формулой:

$$c''_{eff} = c''_{11} + c''_{66} \pm \sqrt{(c''_{11} - c''_{66})^2 \cos^2 2\varphi + (c''_{12} + c''_{66})^2 \sin^2 2\varphi}. \quad (11)$$

Отметим, что для действительной части эффективных упругих постоянных волн следует заменить мнимые компоненты действительными.

Мнимая часть эффективной упругой постоянной акустической волны, имеющей поперечную поляризацию относительно рассматриваемой плоскости, не меняется с направлением в этой плоскости и равна $c''_{eff} = c''_{44}$. Очевидно, как фазовая скорость, так и коэффициент затухания такой чистой волны остаются постоянными при изменении направления ее распространения в рассматриваемой плоскости.

Простые соотношения получаются и для чистых поперечных акустических волн распространяющихся в плоскости (1-10), ортогональной оси симметрии второго порядка. Любое направление в этой плоскости является поперечной нормалью [7].

Для этих волн $\gamma_1 = \gamma_2 = 1/\sqrt{2}$, $\gamma_3 = 0$ и выражения для эффективных упругих констант согласно соотношениям (2) и (3) будут иметь вид:

$$c'_{eff} = \frac{1}{2}(c'_{11} - c'_{12}) \sin^2 \theta + c'_{44} \cos^2 \theta \quad (12)$$

$$c''_{eff} = \frac{1}{2}(c''_{11} - c''_{12}) \sin^2 \theta + c''_{44} \cos^2 \theta \quad (13)$$

При расчете использовались следующие значения действительных упругих постоянных:

$$\begin{aligned} c_{11} &= 5,6 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2, & c_{12} &= 5,15 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2, \\ c_{13} &= 2,17 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2, & c_{33} &= 10,56 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2, \\ c_{44} &= 2,67 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2, & c_{66} &= 6,62 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2. \end{aligned}$$

Мнимые упругие постоянные определялись из экспериментальных данных по затуханию поперечных и продольных волн с частотой 1 ГГц, распространяющихся вдоль продольных и поперечных нормалей. Получены следующие значения: $c''_{11} = 4,1 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$, $c''_{12} = 1,42 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$, $c''_{13} = 1,58 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$, $c''_{33} = 2,12 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$, $c''_{44} = 1,1 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$, $c''_{66} = 1,34 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$. Погрешность полученных констант обусловленная погрешностью определения акустического затухания составляет примерно 10%.

Для вычисления анизотропии затухания использовалось программное обеспечение, разработанное на языке программирования Java2SE.. В качестве формата входного файла использовалась модель кристалла, созданная на языке XML. Дополнительные величины, необходимые для расчета, брались из [13].

На рис. 1 представлена анизотропия коэффициента затухания акустических волн, распространяющихся в плоскости (1-10). Направления распространения в этой плоскости отсчитываются от оси [001]. Видно, что в рассмотренной плоскости наиболее сильная ориентационная зависимость затухания наблюдается для чистой поперечной акустической волны, с поляризацией направленной перпендикулярно плоскости. Фактор анизотропии затухания для указанной волны характеризуется отношением $\alpha_{\max}/\alpha_{\min} \cong 16$. При этом согласно расчету и эксперименту наибольшая величина затухания наблюдается при распространении этой волны вдоль оси [110].

Следует отметить в этой же плоскости слабую анизотропию затухания квазипродольных волн, для которых коэффициент затухания изменяется с направлением распространения не более чем на 40%.

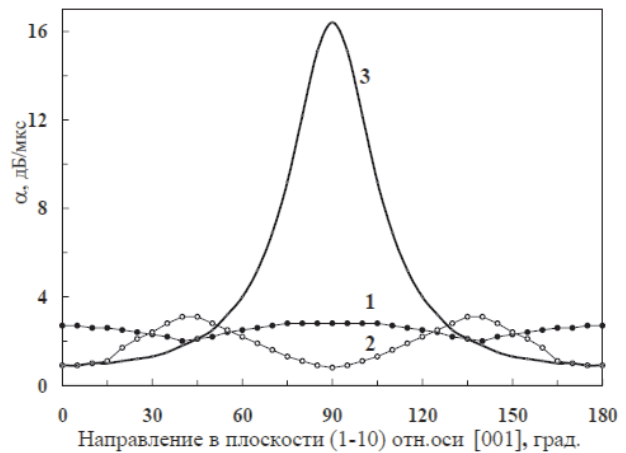


Рис. 1: Анизотропия затухания акустических волн с частотой 1 ГГц в кристаллах парателлуриата. 1 — квазипродольная, 2 — квазипоперечная, 3 — чистая поперечная волна

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования показали хорошее совпадение расчетных значений коэффициентов затухания с экспериментальными значениями, полученными нами и имеющимися в литературе [13, 14] для акустических волн вдоль особых направлений [100], [001] и [110]. В целом ориентационные зависимости затухания подтверждают предположение, что характер и степень анизотропии затухания качественно отличаются от ориентационных зависимостей скорости распространения акустических волн [7, 8]. В то же время, из соотношений (12) и (13) и значений действительных и мнимых упругих констант парателлуриата видно, что сильная анизотропия затухания чистой поперечной акустической волны, распространяющейся в плоскости (1-10), обусловлена главным образом анизотропией скорости распространения, поскольку мнимая эффективная упругая константа слабо меняется с изменением направления в этой плоскости.

Для установления обобщающих закономерностей необходимы исследования ориентационной зависимости акустического затухания в кристаллах разной симметрии и с различной степенью анизотропии упругих свойств. Полученные результаты могут быть полезны при создании акустооптических и акустоэлектронных устройств, в которых в качестве рабочей среды используются кристаллы парателлуриата.

[1] Дьелесан Э.Д., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. (М.: Наука, 1982).

[2] Goutzoulis A.P., Pape D.R., Kulakov S.V. Design and Fabrication of Acousto-optic Devices. (New York, Marcel

Dekker, 1994).

[3] Антонов С.Н. ЖТФ. **74**, № 10. С. 84. (2004).

[4] Voloshinov V.B., Yukhnevich T.V. Appl. Opt. **52**, N 24. С. 5912. (2013).

[5] Ахмеджанов Ф.Р., Леманов В.В., Насыров А. ПЖТФ.

- 6, № 10. С. 589. (1980).
- [6] *Vajac I.L., McNab A., Richter J., Wilkinson C.D.W.* J. Acoust. Soc. Am. **69**, N3. P. 689. (1981).
- [7] *Логачев Ю. А., Мойжес Б. Я.* ФТТ. **16**, № 8. С. 2219. (1974).
- [8] *Леманов В.В., Ким В.С., Насыров А.* ФТТ. **26**, № 4. С. 1013 (1984).
- [9] *Федоров Ф.И.* Теория упругих волн в кристаллах. (М.: Наука, 1965).
- [10] *Сиротин Ю.Г., Шаскольская М.П.* Основы кристалло-
- физики. (М.: Наука, 1979).
- [11] *Лямов В.Е.* Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. (М.: МГУ, 1983).
- [12] *Voloshinov V.B., Polikarova N.V., Declercq N.F.* J. Acoust. Soc. Am. **125**, N2. P. 772. (2009).
- [13] Акустические кристаллы. Справочник. Под ред. *Шаскольской М.П.* (М.: Наука, 1982).
- [14] *Uchida N.* J. Appl. Phys. **43**, N6. P. 2915. (1972).

Attenuation anisotropy of acoustic waves in paratellurite crystals

F.R. Akhmedzhanov^{1,a}, Z.T. Azamatov^{2,b}, A.F. Boltaboev¹, E.T. Rahimov¹

¹*Institute of Nuclear Physics of Academy of Sciences of Republic of Uzbekistan, Tashkent 100214, Uzbekistan*

²*Research Institute of Applied Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent 100174, Uzbekistan*
E-mail: ^a*farkhad2@yahoo.com*, ^b*azamatov@mail.ru*

Propagation velocity and attenuation coefficient of acoustics waves in paratellurite crystals were measured by Bragg diffraction of light in the frequency range 0.4–1.6 GHz. Based on these results the real and imaginary components of the complex tensor of elastic constants have been calculated. The analysis of the attenuation anisotropy was carried out for the acoustic waves with different polarization propagating in the crystallographic planes, which are orthogonal to symmetry axes of the second and fourth order. It is shown that strong anisotropy of acoustic attenuation observed for the transverse wave propagating in the plane (1-10), mainly due to the anisotropy of its phase velocity.

PACS: 43.20.Ef;43.20.Hg;43.35.Sx;43.58.Dj

Keywords: acoustic wave, attenuation anisotropy, Bragg diffraction, elastic constants, paratellurite, polarization.

Received 25.11.2014.

Сведения об авторах

1. Ахмеджанов Фархад Рашидович — докт. физ.-мат. наук, главный научный сотрудник; тел.: (998-66) 212-19-98, e-mail: farkhad2@yahoo.com.
2. Азаматов Зокиржон Тахирович — докт. физ.-мат. наук, заведующий лабораторией; тел.: (998-71) 996-07-56, e-mail: azamatov@mail.ru.
3. Болтабоев Азизбек Фарходович — ведущий инженер; тел.: (998-71) 134-91-34, e-mail: boltaboev@inp.uz.
4. Рахимов Элдор Тошпулатович — ведущий инженер; тел.: (998-71) 568-36-98, e-mail: rahimov@inp.uz.