

УДК 534.21,534.25

СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ДЛЯ ДВУХ МОДИФИКАЦИЙ МОНОКРИСТАЛЛА ТЕЛЛУРА

© 2022 г. В. С. Хоркин^а *, Н. В. Поликарпова^а

^аФизический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия

*e-mail: vs_khorkin@mail.ru

Поступила в редакцию 09.11.2021 г.

После доработки 11.01.2022 г.

Принята к публикации 25.01.2022 г.

Представлены результаты теоретического анализа акустических свойств монокристалла теллура. Проведен подробный расчет акустических свойств теллура для двух его модификаций, отличающихся друг от друга лишь знаком упругого коэффициента c_{14} , известных как “левая” и “правая” модификации. В работе описано влияние знаков упругой константы c_{14} на акустические свойства теллура для кристаллографических плоскостей XY , XZ и YZ .

Ключевые слова: физическая акустика, акустооптика, кристалл теллура, поверхности обратных скоростей, акустическая медленность

DOI: 10.31857/S0320791922030054

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание в науке и технике уделяется вопросам поиска новых и эффективных материалов, обладающих заданными свойствами, определяемыми конкретной задачей. Так, для управления оптическим излучением видимого и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов достаточно активно используется явление акустооптической (АО) дифракции [1, 2]. В АО приборах для указанного диапазона длин волн широкое применение находит кристалл парателлурида (TeO_2) [1–5]. Парателлурид непрозрачен на длинах волн свыше $\lambda = 5$ мкм, поэтому не может работать в среднем и длинноволновом ИК диапазонах [4–7]. Таким образом, становится актуальной задача поиска нового акустооптического материала, эффективного для длин волн $\lambda > 5$ мкм. На данный момент в литературе рассматривается достаточно много соединений, которые могут быть использованы в указанных диапазонах длин волн [8]. Среди них такие аморфные вещества как стекла на основе германия, селена, кремния и теллура [9–11], кубический кристалл германия [10, 12, 13], а также кристаллы галогенидов таллия – KRS-5 [14–16] и KRS-6 [14]. В последнее время активно исследуются соединения на основе ртути – каломель (Hg_2Cl_2) и бромид (Hg_2Br_2) ртути [17, 18].

Данная работа посвящена исследованию акустических свойств монокристалла теллура и является продолжением цикла исследований указанного материала [19–21]. Представлены результа-

ты теоретического анализа акустических свойств двух модификаций теллура [19, 20]. Проведен расчет фазовых скоростей ультразвука и связанных с ними поверхностей акустических медленностей, а также направлений векторов поляризации акустических волн для двух модификаций теллура. Расчет проведен для главных кристаллографических плоскостей XY , XZ и YZ теллура. Также в работе представлены свойства акустических волн, которые распространяются вдоль осей X , Y и Z кристалла.

2. ОБЩИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА ТЕЛЛУРА

Известно, что кристалл теллура относится к классу 32 тригональной сингонии и обладает широким диапазоном оптической прозрачности: $\lambda = 5–20$ мкм [6–8, 19–24]. Кроме того, теллур обладает достаточно большой величиной плотности: $\rho = 6250$ кг/м³. Матрица упругих коэффициентов материалов, принадлежащих к данному классу симметрии, имеет следующий вид [6, 7, 23–26]:

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & c_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{14} & c_{66} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $c_{66} = (c_{11} - c_{12})/2$.

Из общего вида матрицы упругих констант следует, что только 6 упругих коэффициентов являются независимыми. Однако в литературе нет точных значений указанных модулей упругости $c_{\alpha\beta}$ теллура [19–21]. Более того, часто в работах не указано, учитывается ли влияние пьезоэлектрического эффекта на значения упругих коэффициентов или это влияние требует отдельного рассмотрения [22]. В данной работе в качестве исходных данных для расчетов были использованы следующие усредненные значения упругих коэффициентов $c_{\alpha\beta}$ [20]:

$$\begin{aligned} c_{11} &= 3.76 \times 10^{10} \text{ Па}, & c_{13} &= 2.88 \times 10^{10} \text{ Па}, \\ c_{33} &= 7.85 \times 10^{10} \text{ Па}, & c_{12} &= 0.94 \times 10^{10} \text{ Па}, \\ c_{14} &= +1.43 \times 10^{10} \text{ Па}, & c_{44} &= 3.55 \times 10^{10} \text{ Па}. \end{aligned} \quad (2)$$

Как уже было отмечено выше, для кристалла теллура существуют две модификации, которые в литературе принято называть “левый” и “правый” теллур [19, 20]. Данный способ классификации будет использоваться и в настоящей работе, а его название наиболее вероятно связано с общими видами поверхностей акустических медленностей в плоскости YZ кристалла теллура. Необходимо отметить, что акустические свойства двух модификаций теллура описываются одинаковыми абсолютными значениями упругих модулей $c_{\alpha\beta}$. Отличие заключается лишь в знаке упругого коэффициента c_{14} : положительный ($c_{14} > 0$) для “левой” модификации и отрицательный ($c_{14} < 0$) для “правой” модификации теллура [19, 20].

Необходимо отметить, что кристалл теллура обладает большими абсолютными значениями показателей преломления для обыкновенно ($n_o = 4.8$) и необыкновенно ($n_e = 6.25$) поляризованных оптических мод, а также большой величиной относительного двулучепреломления $\Delta n = n_e - n_o = 1.45$, $\Delta n/n_o = 0.3$ [23, 24]. Такие оптические свойства с учетом достаточно большого диапазона оптической прозрачности делают данный материал перспективным для использования в акустооптике среднего, длинноволнового и дальнего ИК диапазонов [19–21]. На основе кристалла теллура уже созданы первые лабораторные прототипы АО устройств, которые эффективно управляют излучением длинноволнового ИК диапазона [20]. Это доказывает перспективность и актуальность исследования данного материала с целью более подробного описания его фундаментальных свойств.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Расчет акустических свойств проведен в приближении плоских монохроматических волн. Ве-

личины фазовых скоростей, а также направления векторов поляризации ультразвуковых волн определяются из уравнения Кристоффеля [25, 26]:

$$(\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il}) q_l = 0, \quad \Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k, \quad (3)$$

где Γ_{il} – тензор Кристоффеля, ρ – плотность материала, V – фазовая скорость звука, \mathbf{n} – единичный вектор направления распространения волны, \mathbf{q} – единичный вектор поляризации акустической волны. В качестве исходных данных использовались величины коэффициентов тензора упругости $c_{\alpha\beta}$ теллура, численные значения которых были приведены выше (1)–(2) [20].

В предыдущем разделе отмечено, что в кристалле теллура присутствует и собственный пьезоэлектрический эффект [22]. Однако из литературы известно, что пьезоэлектрический эффект оказывает достаточно слабое влияние на акустические свойства кристалла теллура [22]. Поэтому в данной работе для простоты и наглядности полученные результаты представлены для двух модификаций теллура без учета его собственного пьезоэлектрического эффекта.

4. АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХ МОДИФИКАЦИЙ ТЕЛЛУРА

В ходе расчетов акустических свойств получены сечения поверхностей обратных скоростей для кристаллографических плоскостей XY , XZ и YZ теллура, а также зависимости компонент векторов поляризации для каждой из трех акустических мод, которые распространяются в указанных плоскостях кристалла.

Как было отмечено выше, существуют две модификации кристалла теллура, которые в литературе называются “левый” и “правый” теллур в соответствии с видом сечений поверхностей обратных скоростей в плоскости YZ кристалла теллура [19, 20]. Рассматриваемые сечения поверхностей медленностей представлены на рис. 1а для случая “левой” модификации ($c_{14} > 0$) и на рис. 1б для случая “правой” модификации ($c_{14} < 0$) кристалла теллура.

Здесь и далее будет использована общая схема представления результатов, которая относится к рис. 1–4 данной статьи, – слева представлены зависимости для “левой” модификации теллура ($c_{14} > 0$), а справа – для “правой” модификации теллура ($c_{14} < 0$). Цветом на графиках обозначены разные типы акустических волн – продольные и сдвиговые акустические волны. Однако необходимо отметить, что в работе приводятся типы акустических волн в теллуре только для конкретных направлений распространения акустических мод. Общее название типов акустических мод для всей рассматриваемой плоскости неприменимо. Это связано с тем, что одна и та же акустическая мода

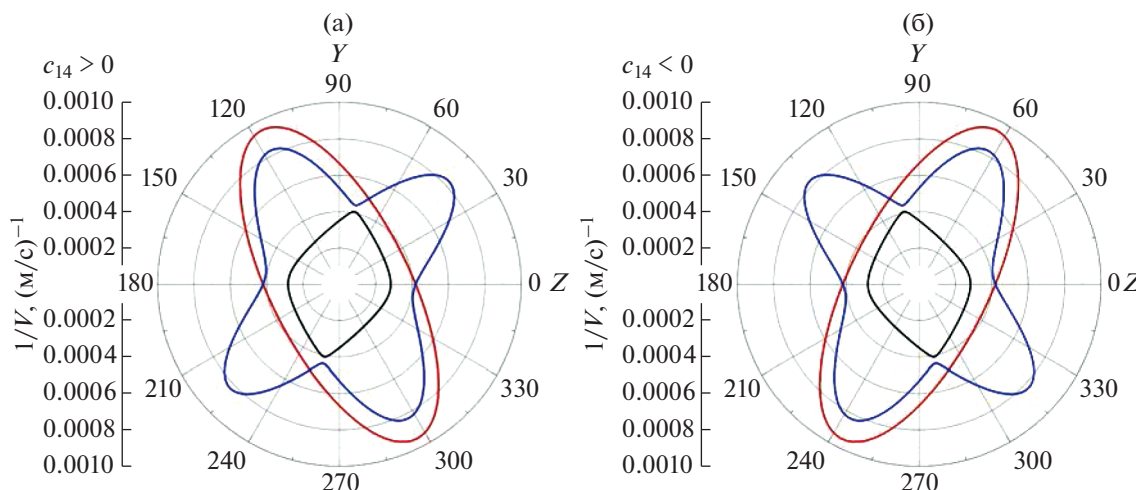


Рис. 1. Сечения поверхностей обратных скоростей в плоскости YZ в случае: (а) – “левой” модификации теллура, (б) – “правой” модификации теллура.

в одной и той же плоскости, но в разных направлениях может быть как продольной, так и сдвиговой [22].

Результаты расчета наглядно демонстрируют происхождение используемых в литературе названий для модификаций теллура: сечения поверхностей обратных скоростей в плоскости YZ являются зеркальным отражением друг друга относительно оси Y . В случае “левой” модификации, сечения поверхностей акустических медленностей повернуты влево, а в случае “правой” модификации – вправо. Этот факт был известен в литературе, как и то, что при рассмотрении других кристаллографических плоскостей теллура (XU и XZ) общий вид поверхностей акустических медленностей не меняется при смене знака упругого коэффициента c_{14} [19, 20, 25, 26]. Это означает, что знак рассматриваемой упругой константы c_{14} не оказывает влияния на величины фазовых скоростей акустических волн, распространяющихся в плоскостях XU и XZ теллура.

В настоящей работе при более детальном теоретическом рассмотрении акустических свойств установлено, что изменяются направления векторов поляризаций собственных акустических мод. Для иллюстрации этого факта на рис. 2а–2г, 3а–3г и 4а–4г представлены результаты расчетов акустических свойств для двух модификаций кристалла теллура в плоскостях XU , XZ и YZ , соответственно.

Как следует из представленных зависимостей на рис. 2а–2г, знак упругой константы c_{14} не влияет на вид поверхностей акустической медленности [19, 20, 25, 26]. Однако на рис. 2в–2г приведены графики проекций векторов поляризаций на оси кристаллографической системы координат X , Y и Z в зависимости от направления распростра-

нения ультразвуковых волн в рассматриваемой плоскости. Из рис. 2в–2г следует, что при смене знака константы c_{14} направление векторов поляризации изменяется для всех трех акустических мод в плоскости XU . Например, для быстрой акустической моды в плоскости XU (кривая черного цвета на рис. 2а–2г) видно, что z -компонента вектора поляризации не зависит от типа модификации теллура, в то время как x - и y -компоненты меняют знак на противоположный. При этом для медленной акустической моды в плоскости XU (синяя кривая на рис. 2а–2г) x -компонента и y -компонента вектора поляризации неизменны, а z -компонента меняет знак.

Аналогично предыдущим графикам для плоскости XU , на рис. 3а–3г и 4а–4г представлены сечения поверхностей медленностей плоскостями XZ и YZ , соответственно, а также зависимости компонент векторов поляризации от направлений распространения ультразвуковых волн для указанных плоскостей.

Как следует из рис. 3а–3б, величины фазовых скоростей акустических волн в плоскости XZ также остаются неизменными при изменении модификации теллура. Однако, как и в плоскости XU теллура (рис. 2а–2г), изменяются поляризации акустических волн для всех трех акустических мод, что отражено на рис. 3в–3г.

Кроме того, из зависимостей компонент векторов поляризаций акустических волн от направления распространения в плоскости XZ теллура видно, что рассматриваемые зависимости не являются периодическими с периодом 360° . Например, на рис. 3а–3г синим и красным цветом обозначены акустические моды, величины x - и y -компонентов поляризаций которых для направлений $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 360^\circ$ в плоскости XZ отли-

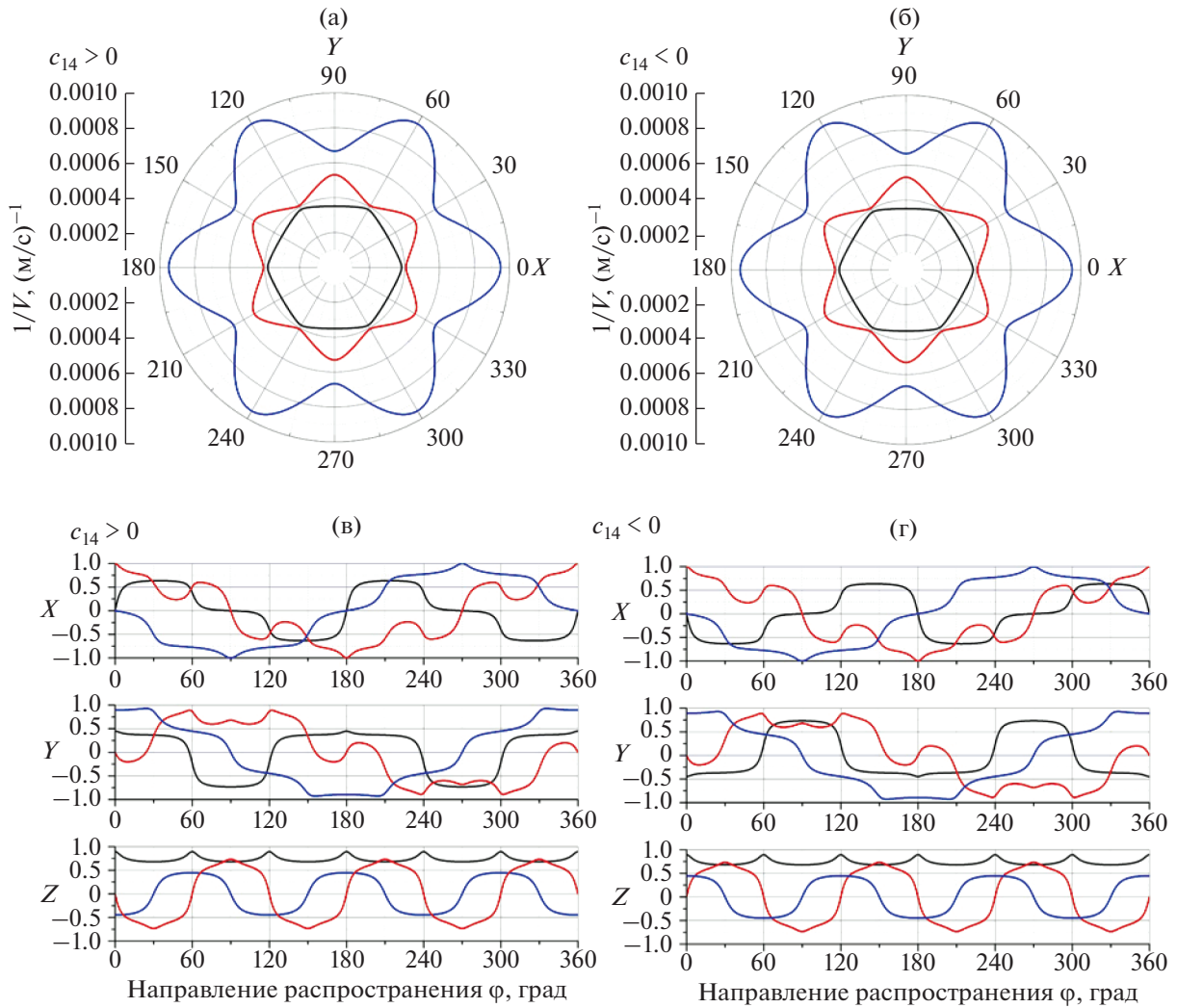


Рис. 2. Акустические свойства двух модификаций теллура в плоскости XY : (а) и (б) – поверхности обратных скоростей, (в) и (г) – зависимость компонент векторов поляризаций от направления распространения волны.

чаются знаком и не равны вдоль указанного направления (рис. 3в–3г). Наиболее вероятно, что полученное различие акустических свойств вдоль одного и того же направления (ось Z кристалла теллура) связано с выбранной моделью по расчету акустических свойств. При всех расчетах считалось, что решение ищется в приближении плоских линейно поляризованных монохроматических акустических волн [25, 26]. Однако из литературы известно, что вдоль оси Z кристалла теллура наблюдается не только оптическая [20, 21], но и акустическая активность [27, 28]. Учет акустической активности приводит к расщеплению поверхностей акустических медленностей для сдвиговых волн, распространяющихся вблизи оси Z (красная и синяя кривые), убирая тем самым их пересечение на рис. 3а–3б, что эквивалентно исчезновению акустической оси в плоскости XZ

кристалла теллура [27]. Указанное явление в работе подробно не рассматривалось. Однако, исходя из рассмотрения в приближении линейно поляризованных акустических волн, из рис. 3в–3г следует, что изменение знака упругого коэффициента c_{14} также влечет за собой изменение поляризации для всех акустических волн в плоскости XZ теллура.

Аналогичные графики в плоскости YZ теллура представлены на рис. 4а–4г. Из представленных зависимостей видно, что не только ориентация векторов поляризаций упругих волн меняется при изменении знака упругого коэффициента c_{14} , но также изменяются и величины фазовых скоростей [22]. В ходе расчетов было установлено, что красная кривая на рис. 4а–4г всегда поляризована вдоль оси X , т.е. ортогонально рассматриваемой плоскости YZ . Эта акустическая мода является чистой сдвиговой для всей плоскости YZ и на-

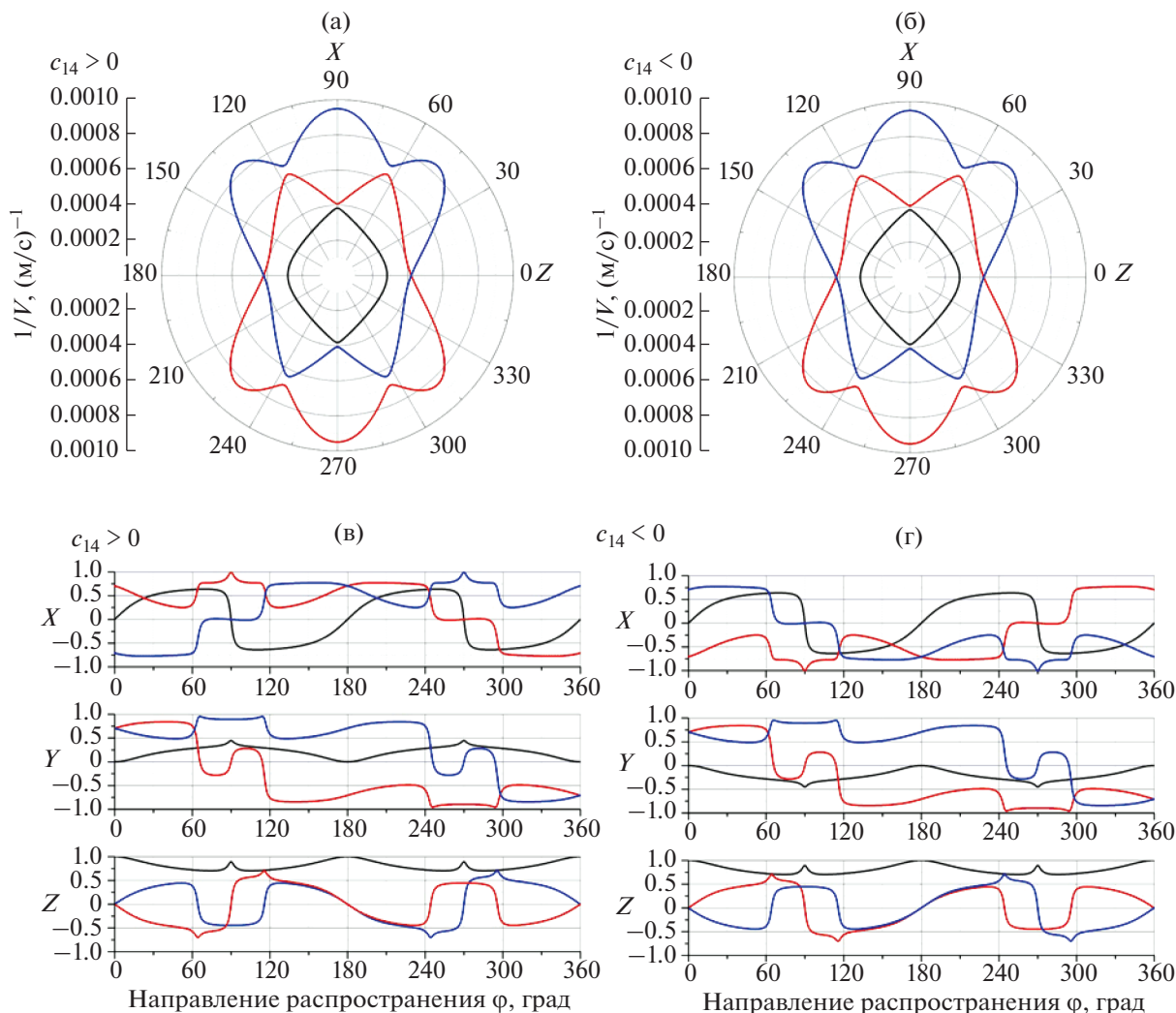


Рис. 3. Акустические свойства разных модификаций теллура в плоскости XZ : (а) и (б) – поверхности обратных скоростей, (в) и (г) – зависимость компонент векторов поляризаций от направления распространения волны.

правление ее вектора поляризации не зависит от упругого коэффициента c_{14} . Две другие акустические моды в плоскости YZ , изображенные на рис. 4а–4г черным и синим цветом, поляризованы в плоскости YZ теллура, поэтому для них x -компонента вектора поляризации равна нулю во всех направлениях рассматриваемой плоскости.

Можно показать, что все полученные результаты определяются структурой тензора Кристоффеля Γ_{il} в рассматриваемых плоскостях [25, 26], которые в свою очередь задаются симметрией материала. В частности, для плоскости YZ (рис. 4а–4г), исходя из выражения (3), можно получить следующее явное выражение для компонент тензора Кристоффеля [25, 26]:

$$\Gamma_{il} = \begin{pmatrix} c_{66}n_y^2 + c_{44}n_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & c_{22}n_y^2 + c_{44}n_z^2 - 2c_{14}n_y n_z & -c_{14}n_y^2 + n_y n_z (c_{13} - c_{44}) \\ 0 & -c_{14}n_y^2 + n_y n_z (c_{13} - c_{44}) & c_{44}n_y^2 + c_{33}n_z^2 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Как следует из выражения (4), только компонента Γ_{11} определяет величину скорости и на-

правление вектора поляризации чистой сдвиговой акустической моды в плоскости YZ (красная

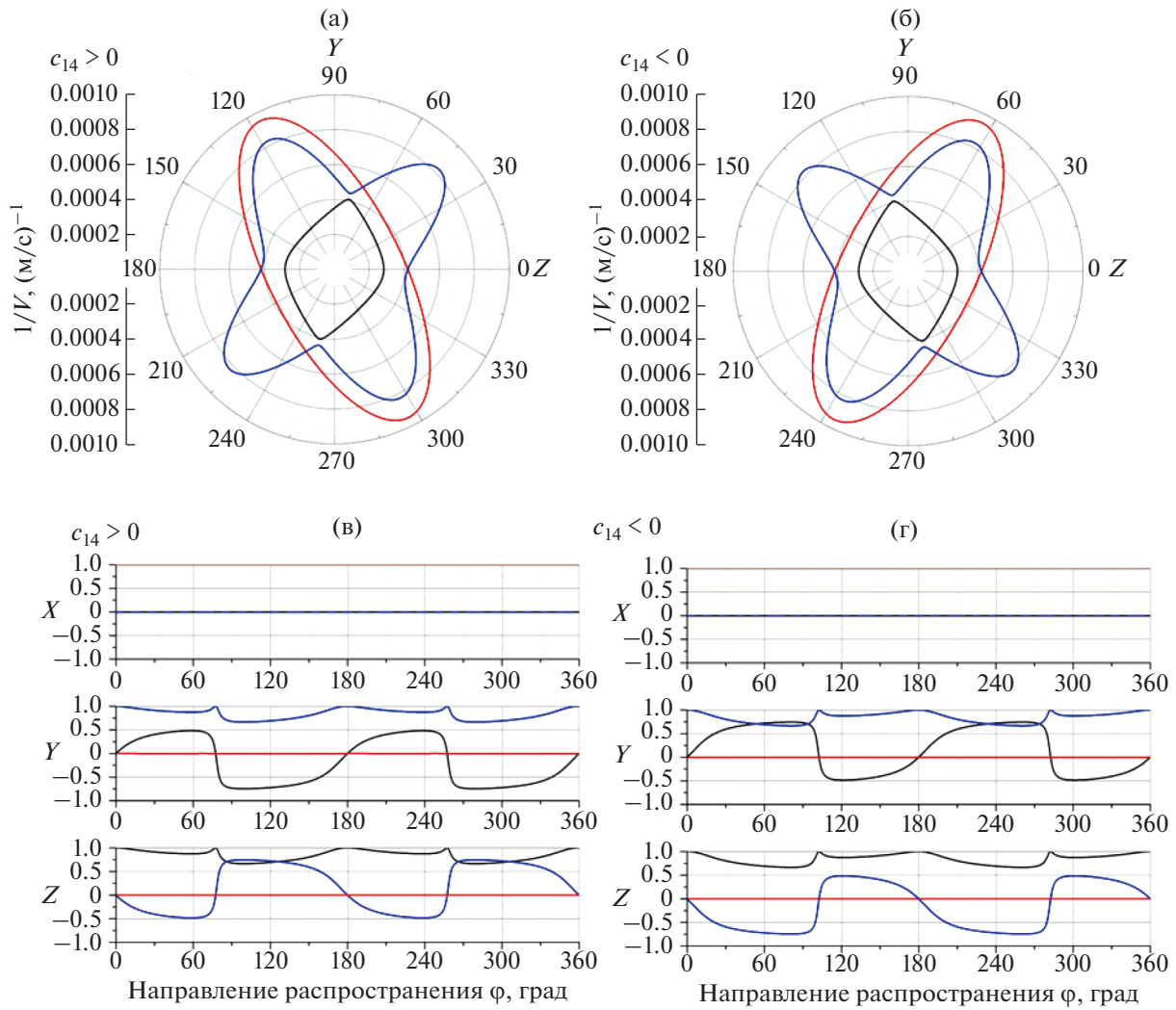


Рис. 4. Акустические свойства разных модификаций теллура в плоскости YZ : (а) и (б) – поверхности обратных скоростей, (в) и (г) – зависимость компонент векторов поляризации от направления распространения волны.

кривая на рис. 4а–4г). Ее численное значение $\Gamma_{11} = c_{66}n_y^2 + c_{44}n_z^2$ не зависит от упругого коэффициента c_{14} , поэтому величина фазовой скорости и поляризация данной акустической волны не зависят от выбранной модификации теллура. Параметры остальных акустических волн (черная и синие кривые на рис. 4а–4г) определяются исходя из величин Γ_{22} , $\Gamma_{23} = \Gamma_{32}$ и Γ_{33} , которые зависят от значений и знаков упругих коэффициентов c_{22} , c_{33} , c_{44} , c_{13} и c_{14} , как следует из выражения (4).

5. АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для более наглядного анализа представленных выше результатов рассмотрим ориентацию векторов поляризации акустических волн, распространяющихся вдоль осей X и Y кристалла теллура.

Как было отмечено выше, вдоль оси X распространяются три чистые моды. Направления их векторов поляризации схематично представлены на рис. 5а–5б для двух модификаций теллура. Продольная волна исключена из рассмотрения, поскольку она всегда поляризована вдоль оси X и не меняет направления вектора поляризации при смене модификации теллура (рис. 2в–2г).

Из рис. 5а–5б следует, что при $c_{14} > 0$ (“левая” модификация теллура) вектор поляризации для быстрой сдвиговой моды (FS), распространяющейся вдоль оси X , составляет угол 26.6° с осью Z и откладывается в сторону положительных значений оси Y . При $c_{14} < 0$ (“правая” модификация теллура) вектор поляризации составляет угол 26.6° с осью Z и откладывается против часовой стрелки в сторону отрицательных значений оси Y .

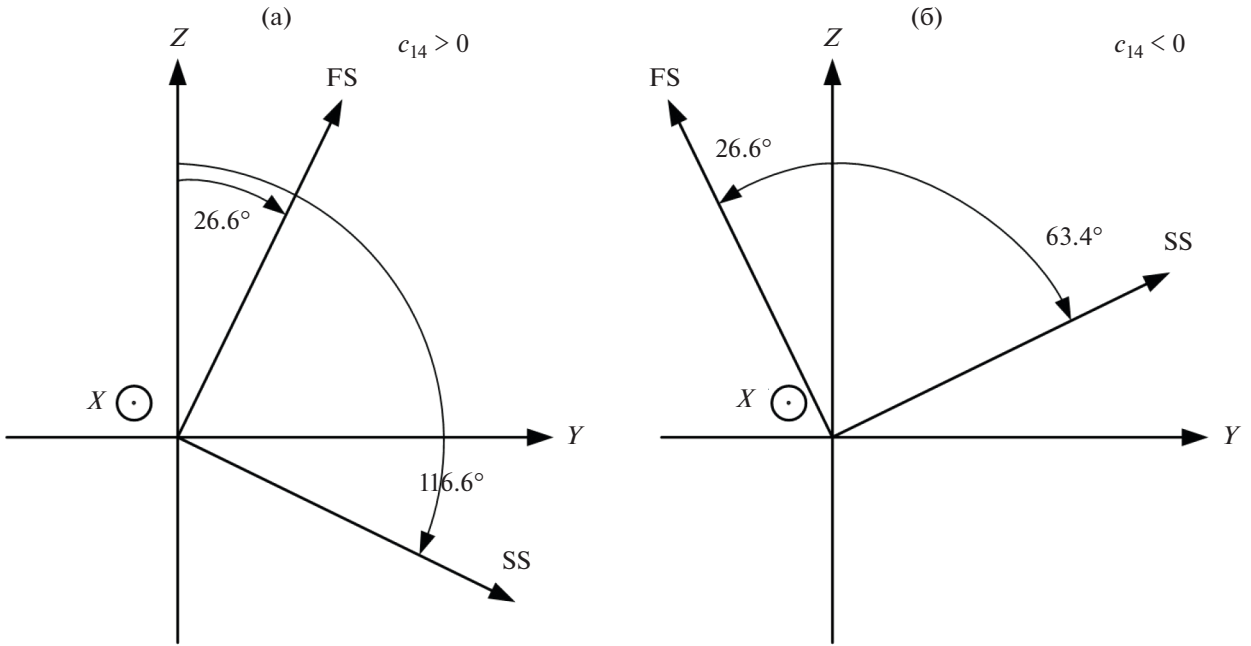


Рис. 5. Направление векторов поляризации чистых сдвиговых акустических волн, распространяющихся вдоль оси X : (а) – для “левой” модификации и (б) – для “правой” модификации кристалла теллура.

Медленная сдвиговая мода (SS) поляризована под углом 116.6° относительно оси Z для $c_{14} > 0$ (“левая” модификация теллура) и под углом 63.4° к оси Z для $c_{14} < 0$ (“правая” модификация теллура). Данная особенность пове-

дения вектора поляризации акустических мод напрямую связана со знаком упругой константы c_{14} , что можно легко показать, используя компоненты тензора Кристоффеля Γ_{il} в плоскости XY [25, 26]:

$$\Gamma_{il} = \begin{pmatrix} c_{11}n_x^2 + c_{66}n_y^2 & c_{12}n_xn_y + c_{66}n_xn_y & 2c_{14}n_xn_y \\ c_{12}n_xn_y + c_{66}n_xn_y & c_{66}n_x^2 + c_{11}n_y^2 & c_{14}n_x^2 - c_{14}n_y^2 \\ 2c_{14}n_xn_y & c_{14}n_x^2 - c_{14}n_y^2 & c_{44}n_x^2 + c_{44}n_y^2 \end{pmatrix} \begin{matrix} \\ \\ n_x=1 \\ n_y=n_z=0 \end{matrix} \equiv \begin{pmatrix} c_{11} & 0 & 0 \\ 0 & c_{66} & c_{14} \\ 0 & c_{14} & c_{44} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Из выражения (5) в случае распространения акустических волн вдоль оси X кристалла теллура следует, что упругая константа c_{11} определяет величину фазовой скорости продольной акустической волны, равную $v_L = \sqrt{c_{11}/\rho}$, а также ориентацию вектора поляризации, направленного строго вдоль оси X . Скорости быстрой и медленной сдвиговых волн определяются величинами упругих констант c_{14} , c_{44} и c_{66} , входящих в состав формул:

$$V_{FS} = \sqrt{\frac{c_{44} + c_{66} + \sqrt{(c_{44} - c_{66})^2 + 4c_{14}^2}}{2\rho}} \text{ и}$$

$$V_{SS} = \sqrt{\frac{c_{44} + c_{66} - \sqrt{(c_{44} - c_{66})^2 + 4c_{14}^2}}{2\rho}},$$

соответственно. Важно отметить, что в отличие от величины фазовой скорости на поляризацию

сдвиговых волн вдоль оси X влияют не только абсолютные значения, но и знак упругих модулей.

Аналогичные схемы построены и для направлений векторов поляризаций акустических волн, которые распространяются вдоль оси Y теллура. Ранее отмечалось, что в плоскости YZ распространяется чистая сдвиговая акустическая волна, всегда поляризованная вдоль оси X . Ее свойства не меняются при смене модификации теллура, поэтому данная акустическая волна исключена из рассмотрения. Направления векторов поляризации квазипродольной (QL) и быстрой квазисдвиговой (QFS) акустических волн схематично представлены на рис. 6а–6б для двух модификаций теллура.

Из полученных результатов следует, что при $c_{14} > 0$ (“левая” модификация теллура) быстрая квазисдвиговая волна (QFS) поляризована под углом 42.9° к оси Z и откладывается в сторону по-

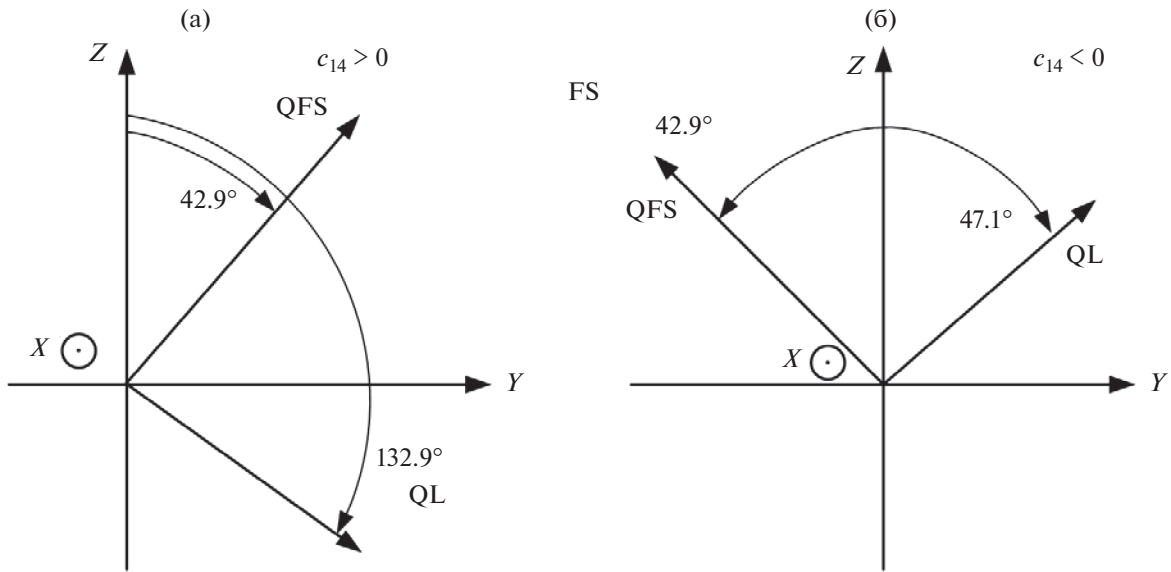


Рис. 6. Направление векторов поляризации чистых сдвиговых акустических волн, распространяющихся вдоль оси Y : (а) – для “левой” модификации и (б) – для “правой” модификации кристалла теллура.

ложительных значений оси Y . При $c_{14} < 0$ (“правая” модификация теллура) – вектор поляризации составляет тот же угол 42.9° с осью Z , но откладывается уже в сторону отрицательных значений оси Y . Квазипродольная акустическая волна (QL) в случае $c_{14} > 0$ (“левая” модифика-

ция теллура) поляризована под углом 132.9° относительно оси Z и под углом 47.1° к оси Z в случае $c_{14} < 0$ (“правая” модификация теллура). Такое поведение направления векторов поляризации также следует из структуры тензора Кристоффеля Γ_{il} [25, 26]:

$$\Gamma_{il} = \begin{pmatrix} c_{66}n_y^2 + c_{44}n_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & c_{22}n_y^2 + c_{44}n_z^2 - 2c_{14}n_y n_z & -c_{14}n_y^2 + n_y n_z (c_{13} - c_{44}) \\ 0 & -c_{14}n_y^2 + n_y n_z (c_{13} - c_{44}) & c_{44}n_y^2 + c_{33}n_z^2 \end{pmatrix} \underset{\substack{\bar{\omega} \\ n_x=n_z=0}}{=} \begin{pmatrix} c_{66} & 0 & 0 \\ 0 & c_{22} & -c_{14} \\ 0 & -c_{14} & c_{44} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Как следует из выражения (6), параметры чистой медленной сдвиговой волны, поляризованной вдоль оси X , определяются только упругим модулем c_{66} . Параметры быстрой квазисдвиговой и квазипродольных волн определяются исходя из численных значений и знаков констант c_{22} , c_{14} и c_{44} . Например, величина фазовых скоростей рассматриваемых волн может быть рассчитана по следующим формулам:

$$V_{QFS} = \sqrt{\frac{c_{22} + c_{44} - \sqrt{(c_{22} + c_{44})^2 - 4c_{22}c_{44} + 4c_{14}^2}}{2\rho}}$$

и

$$V_{QL} = \sqrt{\frac{c_{22} + c_{44} + \sqrt{(c_{22} + c_{44})^2 - 4c_{22}c_{44} + 4c_{14}^2}}{2\rho}},$$

соответственно. Это доказывает необходимость и важность проведения расчета акустических

свойств, учитывающих влияние различных модификаций теллура.

Из полученных результатов следует, что поляризационные свойства волн изменяются во всех главных плоскостях кристалла теллура (XY , XZ и YZ) для всех акустических мод, распространяющихся в указанных плоскостях. Исключением является чистая сдвиговая акустическая мода, распространяющаяся в плоскости YZ кристалла теллура. На примере волн, распространяющихся вдоль осей X и Y кристалла теллура, проведен детальный анализ причин такого поведения их акустических свойств. Рассмотрение волн, распространяющихся вдоль оси Z теллура, не проводилось из-за наличия явления акустической активности вдоль указанного направления [27, 28].

6. ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе представлены результаты теоретического анализа акустических свойств двух моди-

фикаций теллура, отличающихся друг от друга только знаком упругого модуля c_{14} . Подробно обсуждается влияние знака упругой постоянной c_{14} на акустические свойства в плоскостях XU , XZ и YZ теллура. Рассмотрено влияние знака константы c_{14} не только на направления фазовых скоростей акустических волн (на сечение поверхностей акустических медленностей), но и на направления вектора поляризации акустических волн. Показано, что при смене знака упругого модуля c_{14} общий вид сечений поверхностей акустических медленностей изменяется только в плоскости YZ , тогда как в плоскостях XU и XZ вид сечений поверхностей медленности остается неизменным. Показано, что изменяется направление вектора поляризации для всех акустических волн во всех рассмотренных плоскостях при смене модификации теллура. Исключением является медленная сдвиговая акустическая мода (SS), распространяющаяся в плоскости YZ и поляризованная строго вдоль оси X вне зависимости от знака константы c_{14} .

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда (РНФ) № 19-12-00072.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Molchanov V.Ya., Yushkov K.B., Kostryukov P.V., Gornostaev P.B., Vorobiev N.S.* Measurement of amplified binary-modulated chirped laser pulses generated by different acousto-optic pulse shaping algorithms // *Opt. Las. Tech.* 2021. V. 142. P. 107220. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107220>
2. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V., Ivanova P.A., Khorkin V.S.* Acousto-optic control of internal acoustic reflection in tellurium dioxide crystal in case of strong elastic energy walkoff // *Appl. Opt.* 2018. V. 57. C19–C25. <https://doi.org/10.1364/AO.57.000C19>
3. *Mantsevich S.N., Kupreychik M.I., Balakshy V.I.* Possibilities of wide-angle tellurium dioxide acousto-optic cell application for the optical frequency comb generation // *Opt. Express.* 2020. V. 28. P. 13243–13259. <https://doi.org/10.1364/OE.391732>
4. *Антонов С.Н.* Широкоугольный поляризационно-независимый акустооптический модулятор лазерного излучения на основе парателлуриата // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 1. С. 8–15. <https://doi.org/10.31857/S0320791919050046>
5. *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* Акустооптический поляризационно-нечувствительный двухкоординатный дефлектор // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 2. С. 138–144. <https://doi.org/10.31857/S0320791921020015>
6. *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
7. *Goutzoulis A., Pape D.* Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. New York: Dekker, 1994. 520 p.
8. *Gupta N.* Materials for imaging acousto-optic tunable filters // *Proc. SPIE – The International Society for Optical Engineering.* 2014. V. 9100. P. 91000C. <https://doi.org/10.1117/12.2054050>
9. *Voloshinov V.B., Gupta N., Kulakova L.A., Khorkin V.S., Melekh T.B., Knyazev G.A.* Investigation of acousto-optic properties of tellurium-based glasses for infrared applications // *J. Opt.* 2016. V. 18. P. 025402–025411. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/18/2/025402>
10. *Хоркин В.С., Волошинов В.Б., Ефимова А.И., Кулакова Л.А.* // *Опт. и спектр.* 2020. Т. 128. № 2. С. 250–255. <https://doi.org/10.21883/OS.2020.02.48970.151-19>
11. *Кулакова Л.А., Мелех Б.Т., Грудинкин С.А., Данилов А.П.* Ge–Te–Se- и Ge–Te–Se–S-сплавы – новые материалы для акустооптических устройств ближнего, среднего и дальнего инфракрасных диапазонов // *ФТП.* 2013. Т. 47. № 10. С. 1435–1439.
12. *Feldman A., Waxler R.M., Horowitz D.* Photoelastic constants of germanium // *Appl. Phys.* 1978. V. 49. № 4. P. 2589–2590. <https://doi.org/10.1063/1.325076>
13. *Fox A.J.* Acoustooptic figure of merit for single crystal germanium at 10.6- μm wavelength // *Appl. Opt.* 1985. V. 24. № 4. P. 2040–2041.
14. Кристаллы галогенидов таллия: получение, свойства, применение. Под. ред. Богданова С.В. Новосибирск: Наука, 1989. 149 с.
15. *Mantsevich S.N.* Thallium bromide iodide crystal acoustic anisotropy examination // *Ultrasonics.* 2017. V. 75. P. 91–97. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2016.11.019>
16. *Voloshinov V.B., Khorkin V.S., Kuznetsov M.S., Subbotin K.A.* Elastically induced birefringence in a cubic acousto-optic crystal KRS-5 // *Proc. Mtgs. Acoust. (POMA).* 2020. V. 38. № 1. P. 045019–045026.
17. *Porokhovnichenko D.L., Ryu J., Zinkin D.V., Voloshinov V.B.* Analysis of wide-angle acousto-optic interaction geometry in single crystal mercury bromide // *Proc. SPIE 11210, Fourteenth School on Acousto-Optics and Applications.* 2019. V. 112100M. <https://doi.org/10.1117/12.2540333>
18. *Dyakov E.A., Porokhovnichenko D.L., Ryu J., Balakshy V.I.* Implementation of the wide-angle acousto-optical interaction geometry in a mercury bromide single crystal // *Appl. Opt.* 2021. V. 60. P. 2348–2353. <https://doi.org/10.1364/AO.417401>
19. *Voloshinov V.B., Balakshy V.I., Kulakova L.A., Gupta N.* Acousto-optic properties of tellurium that are useful in anisotropic diffraction // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2008. V. 10. P. 095002–095011. <https://doi.org/10.1088/1464-4258/10/9/095002>
20. *Gupta N., Voloshinov V.B., Knyazev G.A., Kulakova L.A.* Tunable wide-angle acousto-optic filter in single-crystal tellurium // *J. Opt.* 2012. V. 14. P. 035502–035511. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/14/3/035502>
21. *Voloshinov V.B., Khorkin V.S., Kulakova L.A., Gupta N.* Optic, acoustic and acousto-optic properties of tellurium in close-to axis regime of diffraction // *J. Phys.*

- Comm. 2017. V. 1. P. 025006–025014.
<https://doi.org/10.1088/2399-6528/aa86ba>
22. *Поликарпова Н.В., Мальнева П.В.* Изменение поляризации акустических волн в кристалле теллура // Изв. РАН: серия физическая. 2012. Т. 76. № 12. С. 1422–1425.
23. Акустические кристаллы. Под ред. Шаскольской М.П. М.: Наука, 1982. 632 с.
24. *Weber M.J.* Handbook of optical materials. New York, 2003. 499 p.
25. *Дьелесан Э., Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах: применение для обработки сигналов. Пер. с франц. под. ред. Леманова В.В. М.: Наука, 1982. 422 с.
26. *Auld B.A.* Acoustic fields and waves in solids. 2nd ed. V. 2. Florida, 1990.
27. *Portigal D.L., Burstein E.* Acoustical activity and other first-order spatial dispersion effect in crystals // Phys. Rev. 1968. V. 170. № 3. P. 673–678.
28. *Zhigong S., Jinkui Z.* Acoustical activity in tellurium // Sol. State. Com. 1989. V. 72. № 10. P. 1027–1031.