

01;07;08;12

Исследование акустооптических характеристик кристаллов теллура в режиме анизотропной дифракции света

© В.И. Балакший,¹ В.Б. Волошинов,¹ Г.А. Князев,¹ Л.А. Кулакова²¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: volosh@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 23 января 2008 г.)

Рассмотрены оптические, акустические и акустооптические свойства кристаллов теллура с целью применения материала в акустооптических устройствах среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Представлены результаты расчета фазовых скоростей, поляризации и углов сноса энергии акустических волн в основных кристаллографических плоскостях материала. Рассчитаны значения коэффициента акустооптического качества в теллуре в режиме анизотропной дифракции и рассмотрены геометрии взаимодействия света и звука, перспективные для применений в акустооптических устройствах. Приведены результаты измерений оптических и акустооптических параметров кристалла теллура.

PACS: 78.20.Nr, 42.70.Km, 42.79.Jq

Введение

Явление дифракции света на акустических волнах широко используется для контроля характеристик оптического излучения [1–3]. Взаимодействие света и ультразвука находит применение в науке и технике, в частности, в оптике, акустике, оптоэлектронике и оптической обработке информации. Акустооптические модуляторы, дефлекторы и фильтры характеризуются широкими функциональными возможностями, надежностью, простотой электронного управления и малым энергопотреблением [1–5], поэтому акустооптические устройства успешно используются в оптике и спектроскопии, лазерной технике и оптической связи, медицине, экологии, астрономии и многих других областях. Акустооптические приборы обеспечивают работу в ультрафиолетовом, видимом, ближнем и среднем инфракрасных диапазонах оптического спектра [1–5]. В большинстве приборов применяются монокристаллы парателлуриата (TeO_2). Этот материал характеризуется высоким значением коэффициента акустооптического качества $M_2 = 1.2 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$, что объясняет относительно малые мощности управляющего электрического сигнала в устройствах на парателлуриате. К сожалению, кристаллы парателлуриата прозрачны в диапазоне длин волн $0.35 < \lambda < 5 \mu\text{m}$, поэтому материал непригоден для использования в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах на длине волны $\lambda = 5\text{--}20 \mu\text{m}$ [1–6].

Разработка эффективных акустооптических устройств, предназначенных для применения в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах, остается нерешенной задачей акустооптики. Основные трудности связаны с обратной пропорциональной зависимостью эффективности дифракции от квадрата длины волны света λ [1–5]. Расчет показывает, что для работы в среднем и дальнем

инфракрасном диапазоне с такой же высокой эффективностью, какую кристалл парателлуриата обеспечивает в видимом свете, необходимо использовать материалы с коэффициентом акустооптического качества не менее $M_2 = 100 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$.

На сегодняшний день список акустооптических кристаллов, пригодных для использования в дальнем инфракрасном диапазоне, ограничен кристаллами германия (Ge), ТАС (Tl_3AsSe_3), каломели (Hg_2Cl_2), бромида ртути (Hg_2Br_2) и теллура (Te) [5–12]. Все эти материалы, кроме теллура, характеризуются относительно низким акустооптическим качеством — $M_2 = 4.5 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$ [1–5]. Более того, только монокристаллы ТАС и каломели были использованы в акустооптических приборах, обеспечивавших спектральную фильтрацию излучения и обработку изображений в дальней инфракрасной области спектра [9–11]. Однако применение этих кристаллов в дальнем инфракрасном диапазоне оказалось менее успешным, чем использование парателлуриата в видимом и ближнем инфракрасном свете. Главная причина недостатка — это малое значение коэффициента акустооптического качества инфракрасных кристаллов.

Анализ литературных данных показывает, что в качестве среды акустооптического взаимодействия в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах перспективно использование монокристаллического теллура. Интерес к теллuru объясняется чрезвычайно большим коэффициентом акустооптического качества материала $M_2 > 500 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$ [12]. Однако несмотря на то что теллур известен в акустооптике достаточно давно, возможность его применения в акустооптических устройствах, например в дефлекторах и фильтрах, остается не доказанной. Известно, что в акустооптических устройствах сканирования и фильтрации целесообразно применение анизотропной дифракции Брэгга, характеризую-

шейся сменой оптической моды [1–4]. Целью настоящей работы является изучение оптических, акустических и акустооптических свойств монокристаллов теллура в режиме анизотропной дифракции для применения в дефлекторах, а также в широкоапертурных фильтрах.

1. Физические свойства кристаллов теллура

Монокристаллы теллура принадлежат к кристаллическому классу $32 (D_3)$ тригональной системы [1–6, 12–26]. Температура плавления и плотность материала соответственно равны $t = 452^\circ\text{C}$ и $\rho = 6.25 \text{ g/cm}^3$. Ось вращения третьего порядка, т.е. ось C или Z , являющаяся базовым элементом симметрии кристалла, совпадает с оптической осью кристалла. В материале также существует три эквивалентные кристаллографические оси второго порядка — X_1 , X_2 и X_3 . Эти оси расположены относительно оптической оси под углами 120° друг к другу. Известны левая и правая модификации теллура, обозначаемые соответственно D_3^4 и D_3^6 [18–26]. В данной работе исследованы кристаллы, принадлежащие к левой модификации.

Теллур прозрачен в инфракрасной области оптического спектра $\lambda = 4\text{--}20 \mu\text{m}$ [12–14]. Оптические характеристики материала отличаются от свойств большинства акустооптических материалов [1–9]. Например, показатели преломления кристалла на длине волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ для обыкновенной и необыкновенной оптических мод велики и соответственно равны $n_e = 6.25$ и $n_o = 4.8$. Таким образом, кристалл отличается исключительно большим двулучепреломлением $\Delta n = n_e - n_o = 1.45$ [13, 14]. Большие значения показателей преломления кристалла являются причиной высокого френелевского отражения оптических волн. Расчет показывает, что коэффициенты отражения по мощности равны $R = 43\%$ для обыкновенной световой волны и $R = 52\%$ — для необыкновенной. Поэтому создание акустооптических ячеек на основе теллура требует использования просветляющих покрытий. Дополнительные проблемы при создании устройств возникают из-за больших значений углов Брюстера 81° и 78° и малых углов полного внутреннего отражения — 9.2° и 12° соответственно для обыкновенно и необыкновенно поляризованного света. Наконец, теллур отличается малой прозрачностью, особенно для необыкновенно поляризованных световых волн [13, 14]. Эту особенность следует рассматривать как основной недостаток кристалла.

Принадлежность кристалла теллура к группе симметрии 32 означает, что материал имеет шесть независимых коэффициентов тензора упругости c_{ij} , полностью определяющих акустические свойства материала. В данной статье использованы следующие значения компонент тензора: $c_{11} = 37.6 \cdot 10^{10}$; $c_{12} = 9.4 \cdot 10^{10}$; $c_{13} = 28.8 \cdot 10^{10}$; $c_{14} = +14.3 \cdot 10^{10}$; $c_{33} = 78.5 \cdot 10^{10}$ и $c_{44} = 35.5 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2$ [27]. Следует отметить, что в исследованных образцах теллура коэффициент c_{14} был

положительным и имел относительно большое значение. Положительный знак коэффициента характерен для левой модификации кристалла, а большое абсолютное значение c_{14} указывает на относительно низкий уровень симметрии материала [20].

2. Распространение акустических волн в теллуре

Акустические свойства кристалла были определены по обычной методике с помощью уравнения Кристоффеля и с использованием известных значений тензора упругости c_{ij} [25–27]. При этом были рассчитаны фазовые скорости всех трех возможных акустических мод для каждого направления акустической волновой нормали \mathbf{m} . Также были найдены значения угла сноса α , направления лучевого вектора \mathbf{s} и вектора поляризации \mathbf{r} .

Направление вектора фазовой скорости и волновой нормали акустической волны было задано в ортогональной системе координат X, Y и Z азимутальным углом φ_a , измеряемым в плоскости XY относительно оси X , и полярным углом θ_a , отсчитываемым относительно оси Z . Поэтому компоненты единичного вектора \mathbf{m} записываются в виде

$$m_1 = \cos \varphi_a \sin \theta_a; \quad m_2 = \sin \varphi_a \sin \theta_a; \quad m_3 = \cos \theta_a. \quad (1)$$

На рис. 1 представлены результаты расчета скорости звука для трех основных кристаллографических плоскостей кристалла теллура. Полярный угол θ_a на рисунках отложен от оси Z против часовой стрелки, а обратная скорость (акустическая медленность) $1/V$ отсчитывается вдоль радиуса. Медленная сдвиговая мода представляет наибольший интерес при разработке акустооптических устройств, так как коэффициент акустооптического качества M_2 обратно пропорционален V^3 . Более того, режимы анизотропной дифракции в кристаллах, как правило, реализуются именно на сдвиговых волнах [1–5].

Сечение поверхности акустической медленности плоскостью XZ кристалла теллура представлено на рис. 1, а. Точно такой же вид имеют сечения поверхности медленностей плоскостями, повернутыми вокруг оси Z на углы $\varphi_a = 60^\circ, 120^\circ$ и 180° . Как следует из рисунка, наименьшая скорость звука наблюдается при распространении волны вдоль оси X . Эта волна является чистой сдвиговой модой со скоростью $V_S = 1.05 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ и с вектором поляризации \mathbf{r} , направленным под углом -63° к оси Z в плоскости YZ . Две другие акустические моды также являются чистыми, причем быстрая сдвиговая и продольная волны распространяются со скоростями соответственно $V_S = 2.61 \cdot 10^5$ и $V_L = 2.45 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Угол акустического сноса $\alpha = 0$ для всех этих мод. Акустические волны, распространяющиеся вдоль оси Z , не представляют большого интереса при создании дефлекторов и фильтров из-за относительно высокой скорости.

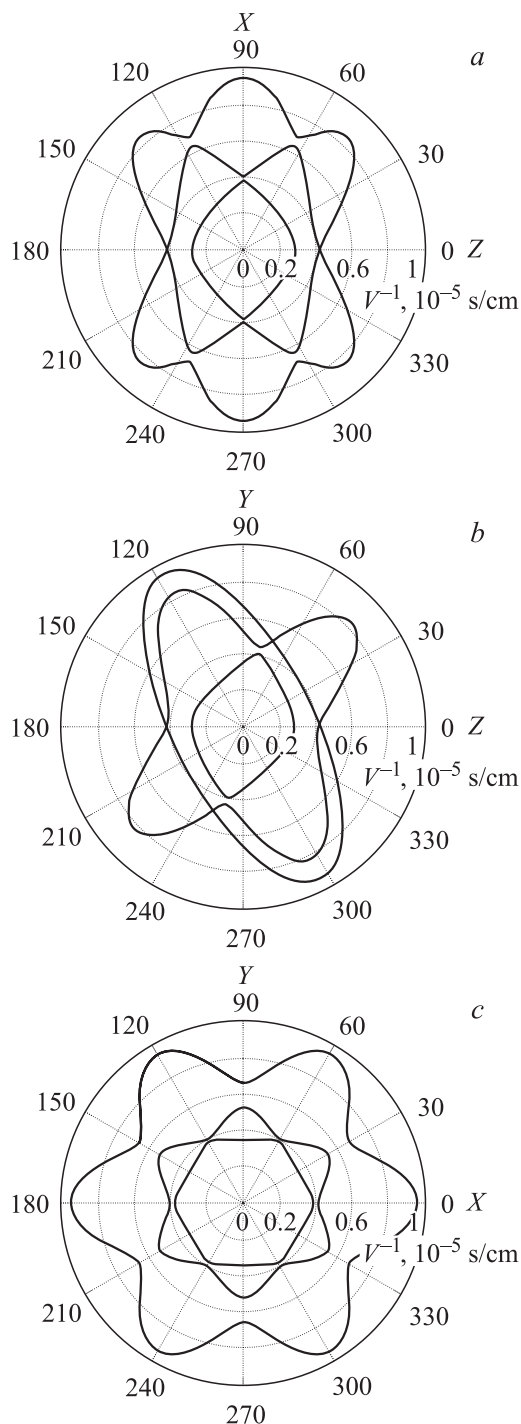


Рис. 1. Сечение поверхностей акустических медленностей в теллуре плоскостями XZ (a), YZ (b) и XY (c).

Например, чистая продольная волна распространяется вдоль оси Z со скоростью $V_L = 3.54 \cdot 10^5$ см/с, а чистая сдвиговая волна, поляризованная в плоскости XY , со скоростью $V_S = 2.38 \cdot 10^5$ см/с.

На рис. 1, b представлено сечение поверхности акустической медленности плоскостью YZ кристалла. Ось Y не является кристаллографической осью симметрии в

кристалле [25,26]. Тем не менее, медленная сдвиговая акустическая волна вдоль оси Y является чистой модой. Эта волна имеет скорость $V_S = 1.5 \cdot 10^5$ см/с и вектор смещения вдоль оси X . Две другие акустические волны вдоль оси Y являются квазипоперечной модой со скоростью $V_{QS} = 1.89 \cdot 10^5$ см/с и квазипродольной модой со скоростью $V_{QL} = 2.85 \cdot 10^5$ см/с. Обе волны поляризованы в плоскости YZ , причем угол акустического сноса α для каждой из этих трех волн соответственно равен 45° , 49° и 38° .

В плоскости YZ минимальное значение скорости звука $V_S = 1.05 \cdot 10^5$ см/с наблюдается для чистой сдвиговой акустической волны, распространяющейся вдоль направления под углом $\theta_a = 116.5^\circ$ с вектором поляризации вдоль оси X кристалла. Оказалось, что эта акустическая мода интересна не только своей малой скоростью звука, но и тем, что является чистой сдвиговой волной, поляризованной вдоль оси X при любом угле распространения θ_a . Это означает, что вся электрическая энергия, подаваемая на пьезоэлектрический преобразователь, может быть преобразована в энергию единственной упругой волны. Расчеты показали, что волна характеризуется сильным сносом акустической энергии. Например, угол $\alpha = 0$ при $\theta_a = 116.5^\circ$, однако угол α увеличивается с ростом θ_a и достигает наибольшего значения $\alpha = 46^\circ$ при $\theta_a = 139^\circ$.

Из-за того что ось Z в теллуре является осью симметрии третьего порядка, зависимость акустической медленности от угла φ_a повторяется с периодом 120° . Более того, в плоскости XY кристалла существуют зеркальные (относительно Z) повторения зависимостей медленности с периодом $\Delta\varphi_a = 60^\circ$ (рис. 1, c).

Представленные на рис. 1 угловые зависимости акустической медленности в трех ортогональных плоскостях теллура иллюстрируют общие закономерности распространения акустических волн в кристалле. Анализ угловых зависимостей помогает правильно выбрать оптимальную акустическую моду и найти срез кристалла теллура, оптимальный для создания модулятора, дефлектора или фильтра.

3. Коэффициент акустооптического качества в теллуре

Рассчитанные значения акустических скоростей V были использованы для определения коэффициента акустооптического качества материала. Вследствие фотоупругого эффекта акустическая волна создает в кристалле фазовую дифракционную решетку. Фотоупругий эффект описывает изменение тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{il}$ под влиянием акустической деформации S_{ij}

$$\Delta\varepsilon_{il} = -\varepsilon_{ij} p_{jkmn} \varepsilon_{kl} S_{nm}, \quad (2)$$

где p_{ijkl} — компоненты тензора фотоупругости (\hat{p} четвертого ранга [1–6,25]), ε_{ij} — компоненты тензора

диэлектрической проницаемости. Значения компонент тензора фотоупругости обычно записываются в матричной форме в виде $p_{\alpha\beta}$, где $\alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6$. В данной работе при расчете коэффициента акустооптического качества M_2 значения $p_{\alpha\beta}$ для кристалла теллура, взятые из статьи [21]: $p_{11} = 0.164$; $p_{12} = 0.138$; $p_{13} = 0.146$; $p_{14} = -0.04$; $p_{21} = 0.138$; $p_{31} = -0.086$; $p_{33} = 0.038$; $p_{41} = 0.28$; $p_{44} = 0.14$ и $p_{66} = 0.013$. Для вычисления компонент тензора деформации используют найденные из уравнения Кристоффеля значения собственных векторов смещения \mathbf{u}

$$S_{ij} = \sqrt{\frac{2P_a}{\rho V^3 l b}} \frac{r_i m_j + r_j m_i}{2}. \quad (3)$$

В выражении (3) P_a мощность акустической волны. Геометрические размеры l и b определяют поперечное сечение акустического пучка, где l — ширина акустического пучка в плоскости акустооптического взаимодействия.

При выполнении условия брэгговского синхронизма эффективность дифракции ξ определяется следующим соотношением:

$$\xi = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{l_0 l_1}{2 l b}} M_2 P_a \right). \quad (4)$$

Таким образом, эффективность дифракции зависит от коэффициента акустооптического качества M_2 , мощности акустической волны P_a , площади сечения звукового столба, а также от длины $l_0 = l / \cos \theta_0$ и $l_1 = l / \cos \theta_1$. Значения l_0 и l_1 зависят от углов падения θ_0 и дифракции θ_1 света на фронт акустической волны и определяют длину пути светового луча в звуковом столбе для оптических пучков первого и нулевого порядка дифракции [1]. Эти углы определяются из условия Брэгга, которое записывается в следующем виде [1–4]:

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 \pm \mathbf{K}. \quad (5)$$

В этом векторном соотношении $k_0 = 2\pi n_0 / \lambda$ и $k_1 = 2\pi n_1 / \lambda$ — волновые числа для падающего и дифрагированного света, n_0 и n_1 — соответствующие показатели преломления, $K = 2\pi f / V$ — волновое число ультразвука. Выбрав угол падения света θ_0 , можно рассчитать угол дифракции θ_1 и акустическую частоту f , соответствующую условию синхронизма (5). Далее, зная направления единичных векторов $\mathbf{e}^{(0)}$ и $\mathbf{e}^{(1)}$ поляризации света в первом и нулевом порядке дифракции, можно вычислить значение коэффициента акустооптического качества.

Значение коэффициента акустооптического качества M_2 находится с использованием формулы (3):

$$M_2 = \frac{1}{4n_0 n_1 \rho V^3} \left[e_i^{(1)} \varepsilon_{ij} \varepsilon_{kl} e_l^{(0)} p_{jkmn} (r_m m_n + r_n m_m) \right]^2. \quad (6)$$

Анализ доказывает, что в широкоапертурных фильтрах на теллуре углы распространения света θ_0 и θ_1 велики,

поэтому при расчетах эффективности дифракции необходимо учитывать отличие длин l_0 и l_1 от l . Ортогональное приближение применимо только для модуляторов и дефлекторов, работающих при малых углах θ_0 и θ_1 .

4. Особенности акустооптического эффекта в теллуре

Закономерности анизотропного акустооптического взаимодействия в кристалле теллура определялись с помощью специально созданной компьютерной программы. Были найдены величины фазовой и групповой скорости, углов сноса, а также направления поляризации акустических волн. На основе акустических данных определялись частотные зависимости брэгговских углов падения для всех возможных направлений распространения света и звука. В расчетах были учтены значения показателей преломления обыкновенно и необыкновенно поляризованных оптических лучей, а также векторы их поляризации. Результатом вычислений было значение коэффициента акустооптического качества M_2 для выбранного режима анизотропной дифракции.

В данной работе представлены результаты вычислений, важные для создания акустооптических дефлекторов и фильтров. Анализ был проведен для длины волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. Особое внимание было уделено дифракции света на медленной сдвиговой волне в теллуре, так как применение именно этой акустической моды позволяет достичь наиболее высоких значений коэффициента акустооптического качества.

Акустооптическое взаимодействие в плоскости XZ кристалла

Проведенное исследование показало, что кристалл обладает хорошим акустооптическим качеством в том случае, если акустические волны распространяются в плоскости кристалла XZ. Например, в акустооптических устройствах может быть использована медленная сдвиговая волна, возбужденная в направлении оси X. Этот вывод подтверждают данные, представленные на рис. 2, которые иллюстрируют пространственную структуру акустооптического эффекта в теллуре, т.е. распределение величины M_2 (в единицах $10^{-15} \text{s}^3/\text{g}$) при различных направлениях распространения падающего оптического излучения. Направление световых лучей на рис. 2 задается азимутальным φ_0 и полярным углом θ_0 , отсчитываемым, как и в случае акустических волн, от осей X, Y и Z. Ультразвук распространяется в кристалле под углами $\varphi_a = 0$ и $\theta_a = 90^\circ$, это направление отмечено на рисунке точкой A. Расчет проведен в диапазоне оптических углов от $\varphi_0 = 0$ до 90° и от $\theta_0 = 0$ до 180° . Что касается выбора конкретных значений углов распространения φ_0 и θ_0 , необходимо учитывать взаимную ориентацию оптического \mathbf{k} и акустического \mathbf{K} волновых векторов. Очевидно, что разные по своему проявлению

режимы анизотропной дифракции могут наблюдаться при одном и том же направлении распространения звука, но при различных брэгговских углах падения света [1–4].

Диаграмма на рис. 2 соответствует низкочастотной ветви анизотропной дифракции [1–3]. Высокочастотная ветвь менее интересна, так как на частоте в несколько сотен мегагерц в кристалле происходит сильное затухание звука. Из расчета следует, что наибольшее значение коэффициента качества $M_2 = 130 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$ наблюдается на сдвиговой волне, бегущей вдоль оси X , когда необыкновенно поляризованный свет распространяется под углами $\varphi_o = 50^\circ$ и $\theta_o = 96^\circ$. Заштрихованная область при $\varphi_o > 50^\circ$ говорит об отсутствии акустооптического взаимодействия, так как условие брэгговского синхронизма (5) в этой области не выполняется. Графики рис. 3 подтверждают эту особенность. На рисунке представлена зависимость угла Брэгга θ_B от частоты ультразвука f для необыкновенной (сплошная линия e) и обыкновенной (штриховая линия o) поляризации падающего света. Жирной линией показана частотная зависимость акустооптического качества M_2 . Видно, что максимальная величина коэффициента M_2 в плоскости XZ теллура достигается на частоте ультразвука около $f = 400 \text{ MHz}$ при минимальном значении угла Брэгга $\theta_B 40^\circ$ и необыкновенной поляризации падающего света. Угол Брэгга для обыкновенно поляризованного падающего света в последнем случае равен нулю. Очевидно, что эта геометрия акустооптического взаимодействия интересна с практической точки зрения,

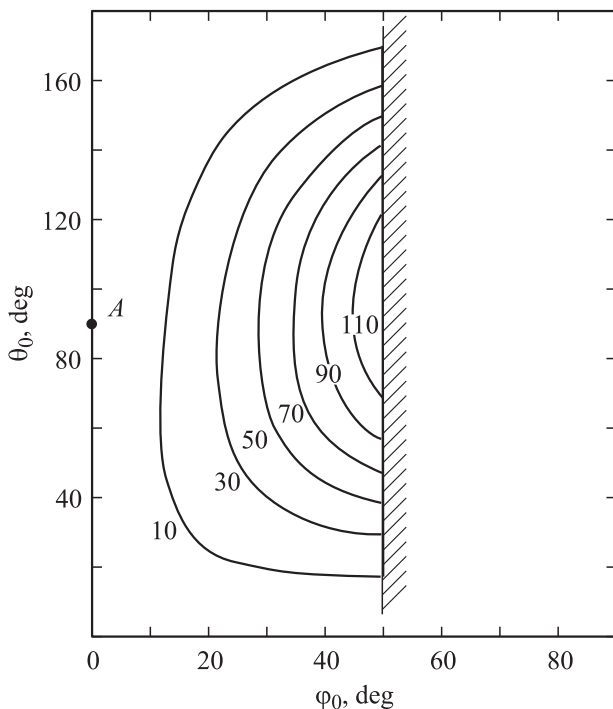


Рис. 2. Коэффициент акустооптического качества кристалла в плоскости XZ при распространении ультразвука под углом $\theta_a = 90^\circ$.

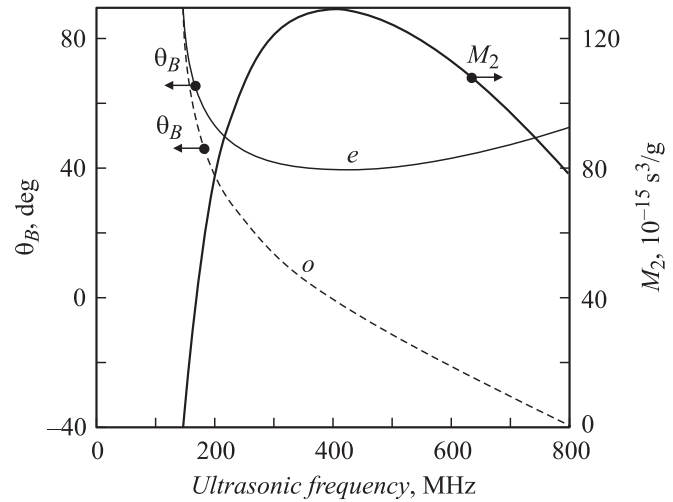


Рис. 3. Частотная зависимость угла Брэгга и коэффициента акустооптического качества в плоскости XZ при распространении ультразвука под углом $\theta_a = 90^\circ$.

так как она оптимальна для акустооптических дефлекторов и модуляторов.

Продольная и быстрая сдвиговая волны в плоскокости XZ кристалла представляются менее интересными для использования в приборах из-за относительно низкого значения коэффициента M_2 . Например, для продольной волны вдоль оси X коэффициент акустооптического качества не превосходит значения $M_2 = 23 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$. Подобное максимальное значение достигается в режиме коллинейрной дифракции при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ на частоте звука $f = 336 \text{ MHz}$.

Акустооптическое взаимодействие в плоскости YZ

Расчеты показали, что абсолютный максимум акустооптического качества в режиме анизотропной дифракции достигается в теллуре в плоскости YZ , когда медленная сдвиговая волна распространяется вдоль направления $\theta_a = 108^\circ$. Эта волна поляризована вдоль оси X , ее скорость равна $V_S = 1.11 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$, а угол сноса $\alpha = 34^\circ$. Диаграмма рис. 4 показывает распределение величины акустооптического качества при дифракции оптического излучения именно на этой акустической моде. Направление распространения акустической волны отмечено точкой A .

Из расчета следует, что наибольшее значение акустооптического качества $M_2 = 160 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$ достигается в случае, когда оптическая волна распространяется под углами $\varphi_o = 90^\circ$ и $\theta_o = 96^\circ$. Таким образом, максимальный коэффициент качества в плоскости YZ теллура выше, чем в плоскости XZ . Поэтому акустооптические устройства следует разрабатывать на основе взаимодействия именно в этой плоскости. Анализ также показал, что акустическая частота синхронизма, соответствующая максимальному акустооптическому качеству в

кристалле, при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ равна $f = 154 \text{ MHz}$. В кристалле вдоль оси Y существует и коллинеарный режим дифракции. Значение коэффициента акустооптического качества при коллинеарном взаимодействии достигает $M_2 = 100 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$, а дифракция наблюдается при частоте ультразвука $f = 205 \text{ MHz}$. Значение коэффициента акустооптического качества при коллинеарном взаимодействии велико потому, что угол распространения света $\theta_o = 90^\circ$ всего на несколько градусов отличается от оптимального угла $\theta_o = 96^\circ$, при котором достигается наибольшее значение M_2 .

Более подробную информацию о закономерностях акустооптического эффекта в плоскости YZ кристалла дает рис. 5. Сплошная кривая показывает наибольшее значение параметра M_2 для различных направлений распространения сдвиговой акустической волны, задаваемых углом θ_a . Соответствующие значения угла Брэгга показаны на рисунке штриховой линией. Пунктиром на рисунке отображены значения угла сноса акустической волны α в плоскости YZ . Видно, что область высоких значений коэффициента акустооптического качества в теллуре соответствует большим значениям угла Брэгга. При создании акустооптических фильтров необходимо учитывать сильный снос акустической волны в плоскости YZ . Очевидно, что снос акустической энергии может привести к уменьшению длины акустооптического взаимодействия. Это снижает эффективность дифракции и ухудшает спектральное разрешение фильтра.

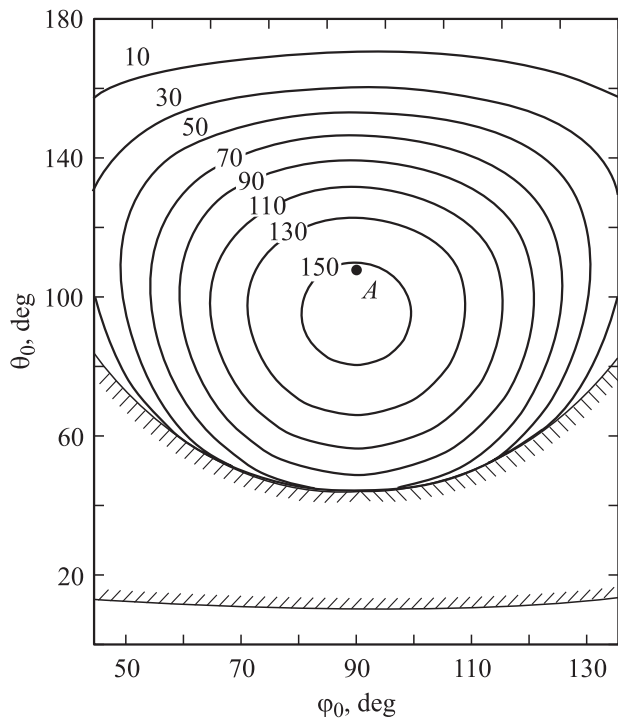


Рис. 4. Зависимость коэффициента акустооптического качества от направления распространения света в плоскости YZ кристалла при распространении ультразвука под углом $\theta_a = 108^\circ$.

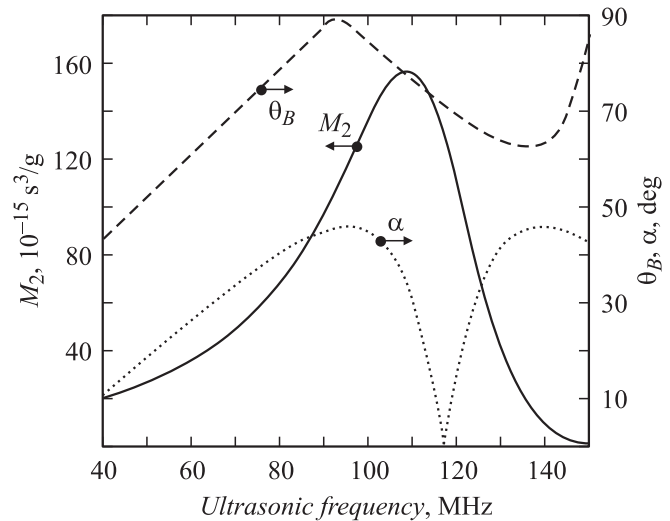


Рис. 5. Зависимости коэффициента акустооптического качества, угла Брэгга, угла сноса акустической волны от направления распространения ультразвука в плоскости YZ кристалла.

Анализ показывает, что максимально возможное значение коэффициента акустооптического качества теллура в режиме анизотропной дифракции $M_2 = 160 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$ уступает значению $M_2 = 500 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{g}$, предсказанному в работе [12]. Это говорит о том, что результаты работы [12] справедливы только для режима изотропной дифракции и они не могут быть обобщены на случаи анизотропного акустооптического взаимодействия. Тем не менее, даже в неоптимальном режиме дифракции акустооптическая эффективность кристаллов теллура превосходит параметры известных инфракрасных материалов.

5. Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие

Известно, что управление неколлимированным светом и акустооптическая обработка изображений требует использования широкоугольной геометрии анизотропной дифракции [1–4]. Широкоугольный режим характеризуется известным соотношением для производной $d\theta_B/df \rightarrow \infty$ функции $\theta_B(f)$. Выполнение этого условия накладывает строгие ограничения на выбор углов распространения света в кристалле. Расчеты показывают, что широкоугольное взаимодействие в плоскости YZ теллура может быть обеспечено при повороте плоскости акустооптического взаимодействия относительно вектора ультразвука \mathbf{K} . Можно также варьировать направление медленной сдвиговой волны в плоскости YZ , т.е. менять угол θ_a . Анализ показал, что величина этого угла должна быть заключена в пределах $73^\circ < \theta_a < 107^\circ$.

На рис. 6 показано семейство частотных зависимостей угла Брэгга, рассчитанных для случая необыкновенной поляризации падающего света и медленной

Акустические, оптические и акустооптические параметры широкоапертурной геометрии взаимодействия в плоскости YZ теллура

Полярный угол звука θ_a , deg	Акустооптический угол сноса α , deg	Фазовая скорость звука V , 10^5 cm/s	Полярный угол света θ_0 , deg	Угол Брэгга θ_B , deg	Угол дифракции θ_d , deg	Коэффициент АО качества M_2 , 10^{-15} s ³ /g	Частота ультразвука f , MHz
107	37	1.13	65	48	34.7	130	175
105	40	1.16	51	36	21.1	95	166
103	43	1.19	43	30	15.7	70	154
100	45	1.26	34.1	23.5	11	45	130
98	46	1.30	27	19	9	28	110
95	46	1.37	17	12	5	10	74
93	46	1.42	11	7.1	3	3	47

сдвиговой акустической волны, распространяющейся в плоскости YZ кристалла. Параметром для кривых является угол θ_a . На графиках можно видеть рабочие области широкоугольного взаимодействия, вблизи точки $d\theta_B/df \rightarrow \infty$. Подбирая срез кристалла, можно сдвигать эти области в широком диапазоне. Однако высокие значения коэффициента акустооптического качества наблюдаются в теллуре лишь при распространении оптических лучей вдали от оптической оси. Эта закономерность обусловлена относительно большим значением коэффициента $p_{41} = 0.28$ тензора фотоупругости по сравнению с другими коэффициентами, например коэффициентом $p_{44} = 0.14$, который также может обеспечить анизотропную дифракцию в кристалле [21].

Значения углов распространения света и звука, удовлетворяющие условию широкоапертурного взаимодействия в плоскости YZ теллура приведены в таблице. Каждая строка в таблице соответствует режиму анизотропной дифракции, приемлемому для применения в фильтрах, обрабатывающих изображения. Таблица включает в себя данные об углах распространения

ультразвука θ_a , углах сноса акустической энергии α , коэффициентах акустооптического качества M_2 , скорости V и частоте f ультразвука, а также о полярном угле распространения света θ_0 , угле Брэгга θ_B и угле дифракции θ_d .

Следует отметить, что представленные в таблице варианты являются широкоапертурными, однако не оптимальными с точки зрения величины коэффициента акустооптического качества. В целом, выбор того или иного направления распространения ультразвука в фильтре и соответствующих значений угла Брэгга должен осуществляться с учетом требований к величине мощности управляющего сигнала и спектральному разрешению прибора. Однако при выборе геометрии также необходимо принимать во внимание и другие факторы, определяющие рабочие параметры прибора, например, оптическое пропускание образцов, затухание акустической волны и т. д.

6. Экспериментальное исследование оптических свойств кристалла

Проведенные экспериментальные исследования кристаллов доказывают, что выбор геометрии акустооптического взаимодействия в теллуре в случае распространения света вдали от оптической оси оправдан при условии хорошей прозрачности образцов для инфракрасного света. Оказалось, что оптическое поглощение в теллуре зависит от нескольких факторов: чистоты исходных материалов и условий выращивания монокристаллов, неоднородностей кристаллической решетки, качества обработки оптических граней, температуры образцов и т. д. [13,14]. Как было отмечено выше, френелевские потери в непросветленных образцах теллура чрезвычайно велики из-за высоких значений показателей преломления, что сказывается на величине светового потока на выходе кристаллов. Например, оптическое пропускание тонкой пластинки теллура при нормальном падении обыкновенно поляризованного света равно $T = 40\%$ и только $T = 30\%$ — для необыкновенно поляризованного излучения.

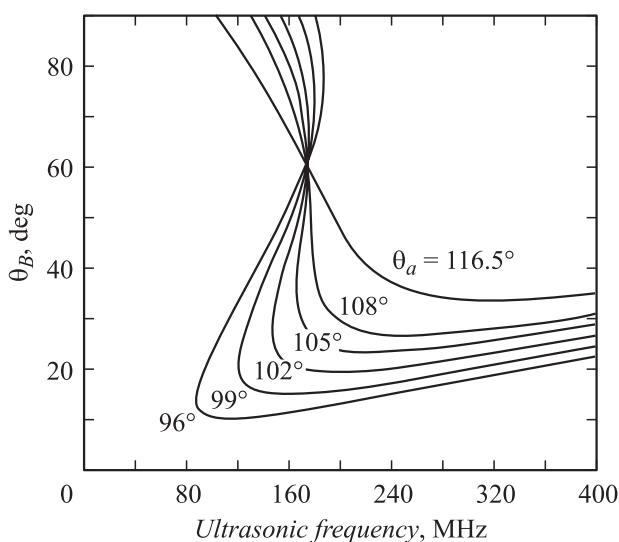


Рис. 6. Частотные зависимости угла Брэгга в плоскости YZ кристалла для случая широкоугольной геометрии взаимодействия.

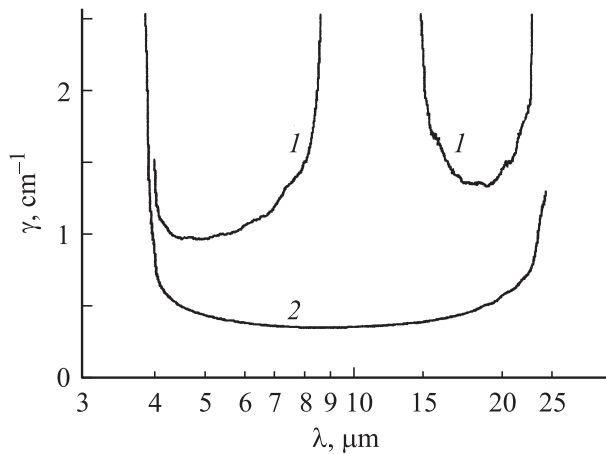


Рис. 7. Измеренная зависимость коэффициента оптического поглощения в теллуре для обыкновенной и необыкновенной поляризации света.

В настоящей работе был измерен коэффициент поглощения оптической мощности γ в теллуре. Измерения проводились в образцах, вырезанных в виде плоскопараллельных пластинок толщиной 0.4 и 1.2 см. Все образцы были вырезаны параллельно кристаллографическим осям X , Y и Z кристалла. Измерение коэффициента пропускания проводилось в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах в широком интервале длин волн $\lambda = 3\text{--}25\ \mu\text{m}$, а также на длине волны CO_2 -лазера $10.6\ \mu\text{m}$. Результаты измерений, с учетом потерь света при отражениях на гранях, приведены на рис. 7.

Измерения в непросветленном кристалле длиной 1.2 см показали, что на длине волны $\lambda = 10.6\ \mu\text{m}$ лишь 20% энергии падающего неполяризованного оптического излучения, направленного вдоль оптической оси, проходило исследуемый образец. В случае распространения необыкновенно поляризованного света вдоль осей Y и X кристалла теллура пропускание было близко к нулю. Эта особенность подтверждается данными на рис. 7, где показана зависимость коэффициента поглощения γ для необыкновенно (кривая 1) и обыкновенно (кривая 2) поляризованного излучения. Видно, что коэффициент поглощения необыкновенно поляризованного излучения превышал $\gamma = 3\ \text{cm}^{-1}$ в интервале длин волн излучения $\lambda = 8\text{--}12\ \mu\text{m}$. Следует отметить, что точность измерений поглощения в этом диапазоне была небольшой. Вне этого диапазона поглощение необыкновенно поляризованного света находилась в пределах $2 < \gamma < 3\ \text{cm}^{-1}$. Прозрачность кристалла для обыкновенно поляризованного инфракрасного излучения характеризовалась коэффициентом поглощения $\gamma = 0.5\text{--}0.7\ \text{cm}^{-1}$. Это говорит о том, что образцы теллура размером 1–1.5 см могут быть использованы в акустооптических приборах. В диапазоне длин волн $4 < \lambda < 8\ \mu\text{m}$ возможно применение кристаллов больших размеров. Наконец, на длинах волн вблизи $\lambda = 10\ \mu\text{m}$ возможно создание заграждающего

фильтра, в котором используется только обыкновенно поляризованные световые потоки [28].

При экспериментальном исследовании теллура в одном из кристаллов была реализована широкоапертурная геометрия акустооптического взаимодействия при распространении медленной сдвиговой акустической волны в плоскости YZ теллура под углом $\theta_a = 80^\circ$ к оси Y . Частота брэгговского синхронизма в кристалле в режиме широкоапертурного взаимодействия на длине волны $\lambda = 10.6\ \mu\text{m}$ оказалась равной $f = 181\ \text{MHz}$, что совпадало с результатами расчетов. Падающий обыкновенно поляризованный свет распространялся в ячейке под брэгговским углом $\theta_B = 12^\circ$. Скорость акустической волны в материале была равна $V_S = 1.7 \cdot 10^5\ \text{cm/s}$. Эффективность дифракции в исследованной ячейке слабо зависела от изменения угла падения оптического излучения на акустооптическую ячейку. Это подтверждает, что в эксперименте наблюдался именно широкоапертурный режим акустооптического взаимодействия.

Акустооптическое качество кристалла не превышало $M_2 = 15 \cdot 10^{-15}\ \text{s}^3/\text{g} \pm 20\%$, что удовлетворительно согласовалось с результатами расчетов. Следует отметить, что в экспериментах исследовались срезы кристалла теллура, значительно уступающие оптимальным по акустооптической эффективности.

Заключение

Представленное исследование доказывает, что монокристалл теллура может быть использован в акустооптических приборах управления параметрами оптического излучения, работающих в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах. Однако большое оптическое поглощение в материале для необыкновенно поляризованных световых лучей не позволяет применять теллур в диапазоне длин волн $\lambda = 8\text{--}12\ \mu\text{m}$, если свет в кристалле распространяется вдали от оптической оси. Тем не менее, применение кристаллов возможно при распространении оптического излучения вблизи оси Z , когда поглощение мало. Использование просветляющих покрытий и охлаждение кристалла может повысить интенсивность световых потоков, прошедших через кристаллы.

Срезы кристалла теллура, характеризующиеся большой эффективностью дифракции, оказываются менее прозрачными для необыкновенно поляризованного оптического излучения. Поэтому при создании акустооптических устройств необходимо выбирать срезы кристалла с меньшей величиной коэффициента M_2 , но с более хорошим оптическим пропусканием. При разработке акустооптических ячеек на теллуре, в частности широкоапертурных фильтров, предпочтительными оказываются режимы анизотропной дифракции, указанные в нижней части таблицы.

Работа выполнена при поддержке гранта RUP1-1663-MO-06 CRDF (Civilian Research and Development Foundation).

Список литературы

- [1] Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь. 1985.
- [2] Xu J.P. and Stroud R. Acousto-Optic Devices: Principles, Design and Applications. N. Y.: Wiley and Sons Inc., 1992.
- [3] Goutzoulis A. and Pape D. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. N. Y.: Marcel Dekker Inc., 1994.
- [4] Gupta N. // Optical Engineer's Desk Reference / Ed. by W.L. Wolfe. Optical Society of America, 2003.
- [5] Uchida N. and Nüzeki N. // Proc. IEEE. 1973. V. 61. N 8. P. 1073–1092.
- [6] Dixon R.W. // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 13. P. 5149–5153.
- [7] Сильвестрова И.М., Барта Ч., Добржанский Г.Ф., Беляев Л.М., Писаревский Ю.В. // Кристаллография. 1975. Т. 20. С. 1062–1069.
- [8] Feichtner J.D., Gottlieb M., and Conroy J.J. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 34. N 1. P. 1–3.
- [9] Gottlieb M., Goutzoulis A., and Singh N. // Opt. Eng. 1992. Vol. 31. P. 2110–2117.
- [10] Suhre D., Taylor L., and Melamed N. // Opt. Eng. 1992. Vol. 31. N 10. P. 2118–2123.
- [11] Suhre D and Villa E. // Appl. Opt. Vol. 37. N 12. P. 2340–2345.
- [12] Oliveira J. and Adler E. // IEEE Trans Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. 1987. Vol. UFFC-34. N 1. P. 86–94.
- [13] Loferski J.J. // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. N 4. P. 707–716.
- [14] Caldwell R.S. and Fan H.Y. // Phys. Rev. 1959. Vol. 114. N 3. P. 664–675.
- [15] Dixon R.W. and Chester A.N. // Appl. Phys. Lett. 1966. Vol. 9. N 5. P. 190–192.
- [16] Зусман М.И., Манешин Н.К., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. № 6. С. 1203–1207.
- [17] Дьяконов А.М., Илсавский Ю.В., Фарбитейн И.И. // ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 12. С. 564–567.
- [18] Fukuda S., Shiosaki T., and Kawabata A. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 50. N 6. P. 3899–3995.
- [19] Дьяконов А.М., Илсавский Ю.В., Яркинд Э.З. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 7. С. 1494–1502.
- [20] Горлей П.Н., Кушниц Н.Я., Шендеровский В.А. // Укр. журн. физики. 1989. Т. 34. Т. 1. С. 102–109.
- [21] Souilhac D., Billerey D., and Gundjian A. // Appl. Opt. 1989. Vol. 28. N 18. P. 3993–3996.
- [22] Souilhac D., Billerey D., Gundjian A. // Appl. Opt. 1990. Vol. 29. N 13. P. 1798–1804.
- [23] Souilhac D. and Billerey D. // Proc. SPIE. 1990. Vol. 1723. P. 162–173.
- [24] Souilhac D. and Billerey D. // Proc. SPIE. 1993. Vol. 2312. P. 212–250.
- [25] Най Дж. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967.
- [26] Auld B.A. Acoustic Field and Waves in Solids. N.Y.: R. Krieger Publ. Company, 1990.
- [27] Fjeldly T.A. and Richter W. // Phys. Stat. Sol. (b). 1975. Vol. 72. N 2. P. 555–568.
- [28] Волошинов В.Е., Магдич Л.Н., Князев Г.А. // Вестн. Московского ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2005. № 4. С. 36–39.