

УДК: 534.2:58.4:548.9

АНИЗОТРОПИЯ УПРУГИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ ТЕЛЛУРА

© 2013 г. Н. В. Поликарпова, П. В. Мальнева, В. Б. Волошинов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Москва 119991, Ленинские горы

E-mail: polikarp@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 10.04.2012 г.

В акустооптическом кристалле теллура обсуждается зависимость поляризации акустических волн от направления их распространения относительно кристаллических осей. Рассмотрены особенности волн в данном кристалле, проявляющиеся в превышении фазовой скорости сдвиговых акустических мод по сравнению с продольными модами. Изучена смена типа волны от квазипродольной к квазипоперечной при изменении направлений распространения ультразвука. Показано, что подобное поведение объемных акустических волн обусловлено особым соотношением упругих модулей по сравнению с соотношением констант в других акустооптических материалах.

Ключевые слова: теллур, упругие волны, фазовая скорость, поляризация, коэффициенты упругости, продольные и сдвиговые волны.

DOI: 10.7868/S0320791913010140

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возрос интерес исследователей к средам естественного и искусственного происхождения, характеризующимся особыми физическими свойствами. Он вызван тем, что в кристаллах, а также искусственных средах, углы между векторами фазовой и групповой скорости волны могут принимать исключительно большие значения вплоть до 90° . Подобная особенность характерна и для метаматериалов, в которых поток энергии электромагнитных волн может быть направлен не только под углом, но даже в противоположную сторону по отношению к фазовой скорости. Очевидно, что в рассматриваемом случае угол между двумя векторами в метаматериале достигает величины 180° [1–3]. Несмотря на то, что рассматриваемые волновые явления в кристаллических средах, с одной стороны, и метаматериалах, с другой стороны, имеют принципиально разную физическую природу, их можно условно объединить по такому признаку, как несовпадение векторов Умова–Пойнтинга и волнового вектора.

Известно, что в современных акустооптических устройствах либо уже применяются, или рассматриваются как наиболее перспективные именно такие кристаллические материалы, в которых акустические и оптические волны распространяются с большими углами между векторами фазовой и групповой скорости [2, 4–10]. Например, несовпадение скоростей особенно ярко проявляется в таких акустооптических кристаллах, как парателлури́т (TeO_2), каломель (Hg_2Cl_2), тел-

лур (Te) и др. [11–17]. На основе данных кристаллов создаются акустооптические приборы, например фильтры, в которых световые пучки направляются вдоль вектора Умова–Пойнтинга коллинеарно с потоком энергии акустической волны, а не вдоль волнового вектора звука, как это имеет место в известных устройствах фильтрации.

В некоторых акустооптических средах своеобразно ведут себя не только фазовые и групповые скорости, но и направления вектора поляризации упругих волн. Оказывается, что упругие волны в кристаллах с большой анизотропией распространяются с углами между вектором поляризации и волновым вектором, которые сильно отличаются от углов, которые характерны для соответствующих мод в большинстве акустических кристаллов. В частности, в кристаллах с сильной анизотропией направление поляризации иногда без проведения дополнительного анализа бывает весьма трудно предсказать. Так, в большинстве кристаллических материалов самая быстрая упругая волна обычно является продольной или квазипродольной, т.е. имеет поляризацию, совпадающую или близкую по направлению к волновому вектору ультразвука. Медленная акустическая мода, наоборот, имеет преимущественно поперечное направление поляризации.

Некоторое время назад были обнаружены кристаллические среды [11–14], в которых наблюдается обратная картина: вдоль некоторых направлений вектор поляризации для быстрой волны направлен ортогонально волновому вектору, что

характерно для поперечной моды. И, наоборот, колебания частиц для более медленной волны параллельны волновому вектору, что указывает на ее продольный характер. Вместе с тем, в иных направлениях волна ведет себя как в обычных средах. Это говорит о том, что при изменении направления распространения моды имеет место смена поляризации акустической волны из продольной в сдвиговую. Необходимо отметить, что данный эффект наблюдается в весьма ограниченном количестве кристаллов.

К настоящему моменту известно лишь два подобных материала: парателлуриит (TeO_2) и теллур (Te). Оказалось, что в указанных кристаллах имеет место необычное соотношение коэффициентов жесткости, определяющих упругие свойства кристаллов [11–14]. Было установлено, что именно из-за этого происходит смена поляризации в кристаллическом теллуре и парателлуриите. Исследования скорости распространения ультразвука в кристалле теллура ранее проводились в работах [18–21]. Однако поляризации акустических волн в данном материале большого внимания уделено не было. Таким образом, предметом исследования настоящей работы явились поляризационные характеристики упругих волн в кристалле теллура и явление трансформации квазипродольной волны в квазипоперечную.

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ УПРУГИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ ТЕЛЛУРА

Для исследования распространения упругих волн в кристалле теллура, а именно, его скорости и направления поляризации, необходимо решить уравнение Грина–Кристоффеля, описывающее движение плоских упругих волн в безграничной среде [11, 12]:

$$\Gamma_{il} p_l = \rho V^2 p_i, \quad (1)$$

где $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$ – компоненты тензора Грина–Кристоффеля, p_i – компоненты вектора поляризации волны, ρ – плотность вещества, V – фазовая скорость, c_{ijkl} – упругие константы материала, n_j и n_k – компоненты единичного вектора, ортогонального к акустическому волновому фронту. В настоящей работе анализ проведен для кристалла тригональной сингонии, к которой и принадлежит теллур. В общем случае направление распространения упругой волны задается двумя углами: θ и φ , где угол θ описывает распространение упругой волны относительно оси X материала, а угол φ – относительно оси Z . В сферической системе координат нормаль к волновому фронту имеет компоненты: $n_1 = \cos\varphi \sin\theta$, $n_2 = \sin\varphi \sin\theta$ и $n_3 = \cos\theta$. Получив из уравнения (1) собственные значения тензора Грина–Кристоффеля $\lambda = \rho V^2$, можно найти зависимость фазовых скоростей акустических волн от угла распространения ультра-

звука в произвольных направлениях любого кристалла, в том числе и тригонального.

Для полного описания упругих свойств тригонального материала достаточно знать значения семи констант c_{ijkl} , индексы которых можно с помощью соответствующей свертки записать в виде: c_{11} , c_{12} , c_{13} , c_{33} , c_{14} , c_{44} и c_{66} . Составляющие компоненты тензора Грина–Кристоффеля $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$ для тригонального кристалла равны [11]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &= c_{11} n_1^2 + c_{66} n_2^2 + c_{44} n_3^2 + 2c_{14} n_2 n_3; \\ \Gamma_{12} &= (c_{12} + c_{66}) n_1 n_2 + 2c_{14} n_1 n_3 = \Gamma_{21}; \\ \Gamma_{13} &= 2c_{44} n_1 n_2 + (c_{13} + c_{14}) n_1 n_3 = \Gamma_{31}; \\ \Gamma_{22} &= c_{66} n_1^2 + c_{11} n_2^2 + c_{44} n_3^2 - 2c_{14} n_2 n_3; \\ \Gamma_{23} &= c_{14} (n_1^2 - n_2^2) + (c_{13} + c_{44}) n_2 n_3 = \Gamma_{32}; \\ \Gamma_{33} &= c_{44} (n_1^2 + n_2^2) + c_{33} n_3^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Необходимо отметить, что фазовые скорости в кристаллах тригональной сингонии могут быть получены аналитически только вдоль отдельных направлений. Например, вдоль оси X тензор Грина–Кристоффеля позволяет найти продольную волну со скоростью $V_3 = \sqrt{c_{11}/\rho}$ и две поперечные волны со скоростями V_1 и V_2 [11]:

$$\begin{aligned} 2\rho V_1^2 &= c_{44} + c_{66} + \sqrt{(c_{66} - c_{44})^2 + 4c_{14}^2}, \\ 2\rho V_2^2 &= c_{44} + c_{66} - \sqrt{(c_{66} - c_{44})^2 + 4c_{14}^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Вдоль оси Y существует поперечная волна, поляризованная вдоль оси X , со скоростью $V_3 = \sqrt{c_{66}/\rho}$ и квазипродольная волна со скоростью V_1 , а также квазипоперечная волна со скоростью V_2 , определяемые соотношением:

$$\begin{aligned} 2\rho V_1^2 &= c_{11} + c_{44} + \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 + 4c_{14}^2}, \\ 2\rho V_2^2 &= c_{11} + c_{44} - \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 + 4c_{14}^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Значения скоростей для кристалла теллура для всех остальных направлений распространения ультразвука получены с помощью численного решения уравнения Грина–Кристоффеля (1).

Известно, что каждому собственному значению фазовой скорости соответствует собственный вектор, определяющий направление смещения в среде, т.е. поляризацию волны. Решая уравнение Грина–Кристоффеля (1), можно определить поляризацию мод для произвольного направления распространения волны, что и было сделано для кристалла теллура в настоящей работе. Для рассматриваемого материала были использованы величины плотности $\rho = 6.25$ г/см³ и упругих коэффициентов $c_{11} = 3.27 \times 10^{11}$ дин/см², $c_{12} = 0.86 \times 10^{11}$ дин/см², $c_{13} = 2.49 \times 10^{11}$ дин/см², $c_{33} = 7.22 \times 10^{11}$ дин/см², $c_{14} = 1.24 \times 10^{11}$ дин/см² и $c_{44} = 3.12 \times 10^{11}$ дин/см² [11]. При расчетах значение константы c_{14} было выбрано положительным, что соответствует левой мо-

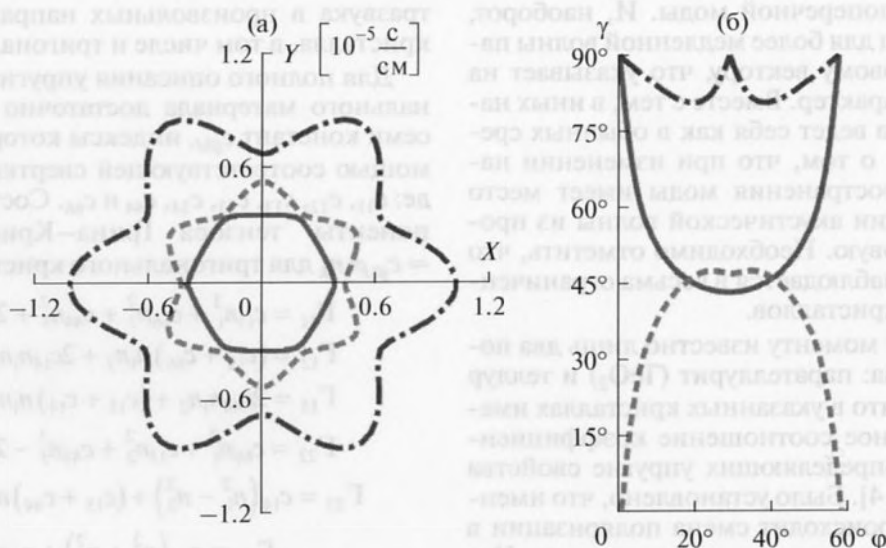


Рис. 1. Поверхности медленности (а) и зависимость угла поляризации от направления распространения волны (б) в плоскости XOY кристалла теллура: сплошная линия – квазипродольная волна, пунктир – быстрая квазипоперечная волна, штрихпунктирная линия – медленная квазипоперечная волна.

дификации данного материала [19–21]. Анализ показал, что особое соотношение этих упругих констант в рассматриваемом кристалле обеспечивает не только высокую степень анизотропии материала, но и влияет на поведение вектора поляризации, в целом. Эти закономерности будут рассмотрены ниже.

На рис. 1а представлены кривые, иллюстрирующие зависимости акустической медленности ($1/V$) от направления распространения звука в кристалле теллура в плоскости XOY . Можно видеть, что картина инвариантна относительно поворота на 60° вокруг оси Z , так как данная плоскость является плоскостью симметрии 3-го порядка. На графике штрихпунктирной линией показана самая медленная акустическая мода. Расчет показал, что фазовая скорость этой волны вдоль оси X при угле $\varphi = 0$ равна $V_3 = 9.8 \times 10^4$ см/с, а вдоль направления $\varphi = 30^\circ$ фазовая скорость равна $V_3 = 1.28 \times 10^5$ см/с. Таким образом, максимальная и минимальная скорости для одной и той же акустической моды отличаются в 1.3 раза. Это говорит о том, что данная волна обладает относительно сильной акустической анизотропией для кристаллов тригонального класса симметрии. Из графиков (рис. 1а) следует анизотропия и других мод: сплошной линией обозначена быстрая волна, а пунктиром показана мода с промежуточными значениями скорости. Также зависимости акустической медленности от направления распространения ультразвука в кристалле теллура представлена для плоскости XOZ (рис. 2а), где аналогично наблюдается заметная анизотропия для трех волн рассматриваемого материала. Относительно сильная зависимость фазовой скоро-

сти от направления распространения волны связана с близкими значениями констант теллура c_{11} и c_{44} . Выявленная особенность является нетипичной для кристаллов тригонального класса. Именно из-за необычного соотношения упругих коэффициентов жесткости монокристаллический теллур представляется интересным объектом для более подробного изучения. Следует заметить, что значительная зависимость скоростей звука от направления распространения волны является не единственным следствием необычного соотношения констант упругости кристалла. Оказалось, что значения этих констант сильно влияют и на поляризацию акустических волн.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ УПРУГИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ ТЕЛЛУРА

В изотропных средах существует два основных типа объемных волн: продольные волны (или волны сжатия), поляризация которых параллельна волновому вектору, и поперечные (или сдвиговые) волны. Если рассматривать кристаллическую среду, то в общем случае в ней могут распространяться три волны: квазипродольная и две квазипоперечных. Волна, поляризация которой наиболее близка к направлению волнового вектора, называется квазипродольной, а две другие моды с поляризацией, приближенной к направлению, перпендикулярному относительно волнового вектора, носят название квазипоперечных. При этом волны различаются по абсолютной скорости (одна – более быстрая, другая – медленная). Поляризации всех трех мод ортогональны друг другу [11, 12].

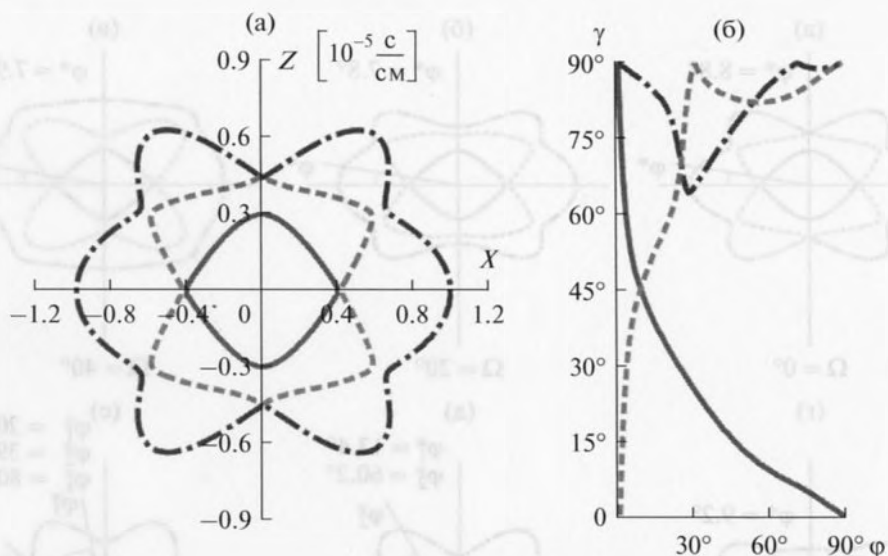


Рис. 2. Поверхности медленности (а) и зависимость угла поляризации от направления распространения волны (б) в плоскости XOZ кристалла теллура: сплошная линия – квазипродольная волна, пунктир – быстрая квазипоперечная волна, штрихпунктирная линия – медленная квазипоперечная волна.

Обычно в кристаллических материалах самая быстрая акустическая мода имеет поляризацию, совпадающую с направлением волнового вектора ультразвука или составляющую с ним малый угол γ , т.е. является соответственно продольной или квазипродольной. Если говорить о медленной волне, то она является поперечной или квазипоперечной. Однако в кристалле теллура наблюдается обратная картина: вдоль некоторых направлений вектор поляризации для быстрой волны направлен ортогонально волновому вектору, что характерно для поперечной моды. С другой стороны, в большинстве направлений акустические колебания для быстрой волны параллельны направлению распространения или составляют малый угол. Это соответствует классической ситуации для акустики кристаллов.

В данной работе вначале проведено исследование распространения акустических волн для базовых плоскостей материала. Анализ для плоскости XOZ кристалла теллура показал, что в направлении оси X вектор поляризации волны, имеющей максимальную скорость $V = 2.29 \times 10^5$ см/с, направлен ортогонально волновому вектору $\gamma = 90^\circ$, что позволяет назвать эту волну чисто поперечной модой. С другой стороны, у более медленной волны при $V = 2.24 \times 10^5$ см/с вектор поляризации коллинеарен с волновым вектором (рис. 1б), что при $\gamma = 0$ соответствует продольной моде. Подобная особенность распространения волн является нетипичной и, за исключением теллура, еще наблюдается лишь в кристалле парателлуриата [15]. Иное поведение упругих волн наблюдается вдоль оси Z кристалла. Продольная волна со скоростью $V = 3.4 \times 10^5$ см/с и $\gamma = 0$ является самой быстрой

модой, в то время как медленная волна со скоростью $V = 2.23 \times 10^5$ см/с при $\gamma = 90^\circ$ является поперечной. Это полностью соответствует закономерности, присущей известным акустическим кристаллам.

Если теллур характеризуется предсказуемым поведением акустических волн вдоль оси Z и необычным распространением вдоль оси X материала, то в данном срезе кристалла должно существовать направление, в котором квазипродольная волна преобразуется в квазипоперечную моду [13]. Это направление было найдено для плоскости XOZ кристалла теллура, и оно характеризуется углом $\phi^* = 8.8^\circ$ относительно оси X . На рис. 2б показано, что при углах $\phi^* < \phi < 90^\circ$ направлению поляризации соответствует изменение угла γ между вектором поляризации и волновым вектором, которое лежит в пределах $0 < \gamma < 45^\circ$. Это означает, что рассматриваемая волна, отмеченная на рис. 2 сплошной линией, является квазипродольной. И, наоборот, при $0 < \phi < \phi^*$ волна всегда ведет себя как квазисдвиговая мода с углом $45^\circ < \gamma < 90^\circ$, а вдоль оси X – как чисто сдвиговая.

В плоскости XOY кристалла теллура угол между поляризацией быстрой волны, показанной сплошной линией на рис. 1, и направлением распространения ультразвука меняется в диапазоне $90^\circ > \gamma > 45^\circ$. При этом рассматриваемая мода всегда остается либо поперечной, либо квазипоперечной. Исключение составляет только небольшой интервал углов ϕ . В этом интервале волна становится квазипродольной, однако угол γ лишь незначительно отличается от 45° . С другой стороны, более медленная волна, обозначенная пунк-

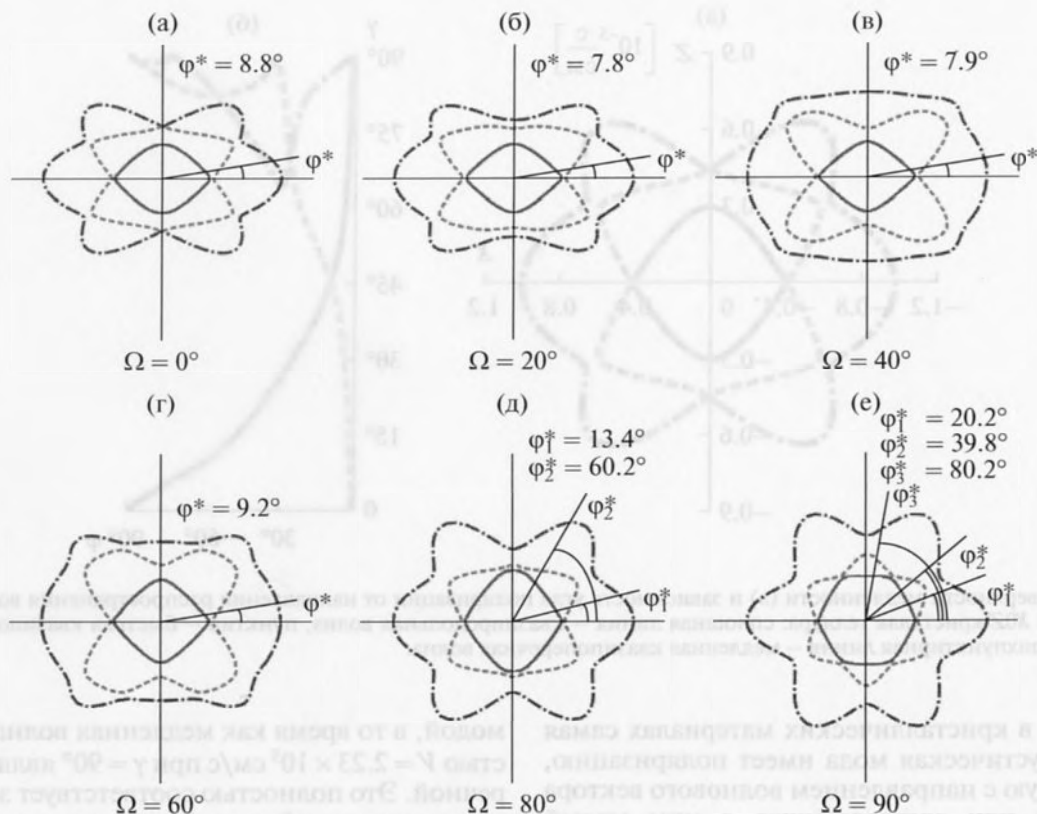


Рис. 3. Угол смены поляризации для быстрой упругой волны (обозначенной сплошной линией) в различных сечениях кристалла теллура.

тиром, в подавляющем большинстве направлений остается либо продольной, либо квазипродольной. Эта особенность является уникальной, и не была отмечена ранее в литературе.

Для кристалла теллура были рассмотрены различные сечения поверхностей медленности набором плоскостей, которые получились поворотом плоскости XOZ вокруг оси X . В каждой из плоскостей был рассчитан угол поляризации волны φ^* , при котором волна трансформируется из квазипродольной в квазиперечную. На рис. 3 этой акустической моде соответствует сплошная линия. В плоскости XOZ (рис. 3а) показан угол смены поляризации исследуемой моды $\varphi^* = 8.8^\circ$. Следующие сечения построены при повороте плоскости XOZ вокруг оси X с шагом $\Omega = 20^\circ$, и в каждом из них рассчитан угол смены поляризации φ^* . Анализ показал, что не во всех сечениях кристалла теллура угол φ^* принимает единственное значение. В частности, при повороте плоскости на угол $\Omega = 80^\circ$ (рис. 3д) смена поляризации быстрой волны происходит при двух направлениях распространения φ^* : $\varphi_1^* = 13.4^\circ$ и $\varphi_2^* = 60.2^\circ$. Таким образом, в рассматриваемом сечении поверхности медленности одна и та же мода при φ_1^* изменяет поляризацию с квазиперечной на

квазипродольную, а при угле φ_2^* — с квазипродольной на квазиперечную. Более того, для $\Omega = 90^\circ$ в плоскости XOY (рис. 3е) угол смены поляризации волны принимает три различных значения: $\varphi_1^* = 20.2^\circ$, $\varphi_2^* = 39.8^\circ$ и $\varphi_3^* = 80.2^\circ$. Это означает, что одна и та же мода может изменять поляризацию даже не два, а три раза в диапазоне углов распространения волны $0 < \varphi < 90^\circ$. При этом самая быстрая акустическая мода никогда не становится чисто продольной волной.

Необходимо подчеркнуть, что во всех рассматриваемых срезах кристалла прослеживается явление трансформации квазиперечной моды в квазипродольную, и наоборот. Обнаруженную закономерность обобщают и иллюстрируют результаты расчетов зависимости $\varphi^*(\Omega)$, представленные в объемном изображении на рис. 4. На единичной сфере отмечены значения угла φ^* , при котором мода меняет свою поляризацию. В области углов, ограниченной изогнутыми поверхностями и лежащей внутри них, быстрая волна является квазидвиговой. На основании графика (рис. 4) можно определить все направления, при которых в кристалле теллура происходит необычное явление трансформации квазипродольной волны в квазиперечную и наоборот.

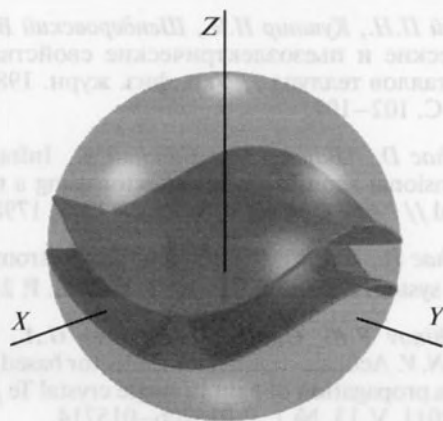


Рис. 4. Угол изменения поляризации акустической моды в кристалле теллура в зависимости от полярного угла распространения упругой волны.

Следует отметить, что обнаруженные закономерности должны учитываться при разработке новых акустооптических приборов: модуляторов, дефлекторов и фильтров [22–25], в которых применяются косые срезы кристалла теллура. Можно также ожидать, что выводы, сделанные в данной работе и относящиеся к распространению упругих волн в кристалле теллура, могут оказаться справедливыми и для других кристаллических материалов. Эти материалы могут принадлежать не только к тригональной, но и к другим типам симметрии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ показывает, что в кристалле теллура существуют направления распространения упругой волны, в которых происходит трансформация квазипродольной волны в квазипоперечную. Значения этого угла были рассчитаны для всех возможных направлений распространения звука в кристалле. Показано, что нетипичное соотношение фазовых скоростей акустических волн, при котором продольные или квазипродольные волны распространяются в теллуре с меньшей скоростью, чем волны поперечные или квазипоперечные, наблюдается в большом диапазоне направлений звука.

Данное исследование важно для акустооптики и может быть использовано при создании акустооптических устройств на основе кристалла теллура. Результаты анализа интересны еще и потому, что в большинстве анизотропных материалов тип моды однозначно определяется величиной фазовой скорости распространения акустической волны. Оказалось, что подобный вывод не является правилом, и величина фазовой скорости ультразвука не может однозначно определить тип упругой моды.

Работа поддержана грантами Президента РФ № МК-1643.2011.8 и Российского фонда фундаментальных исследований №№ 10-07-00683а, 12-02-01302а и 12-02-33122 мол_а_вед.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Веселаго В.Г.* Волны в метаматериалах: их роль в современной физике // УФН. 2011. Т. 181. № 11. С. 1201–1205.
2. *Буров В.А., Волошинов В.Б., Дмитриев К.В., Поликарпова Н.В.* Акустические волны в метаматериалах, кристаллах и структурах с аномальным преломлением // УФН. 2011. Т. 181. № 11. С. 1205–1211.
3. *Kozlov A.V., Mozhaev V.G.* Additional signals due to negative refraction in acoustic microscopy of anisotropic plates // Phys. Lett. A. 2008. V. 372. № 26. P. 4718–4721.
4. *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
5. *Xu J., Stroud R.* Acousto-optic Devices. N.Y.: Wiley, 1992.
6. *Goutzoulis A., Pape D.* Design and Fabrication of Acousto-optic Devices. N.Y.: Marcel Dekker, 1994.
7. *Волошинов В.Б., Макаров О.Ю., Поликарпова Н.В.* Близкое к обратному отражение упругих волн в акустооптическом кристалле парателлурита // ПЖТФ. 2005. Т. 31. № 8. С. 79–87.
8. *Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В., Можжаев В.Г.* Близкое к обратному отражение объемных акустических волн при скользящем падении в кристалле парателлурита // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 297–305.
9. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V., Declercq N.F.* Reflection of plane elastic waves in tetragonal crystals with strong anisotropy // J. Acoust. Soc. Am. 2009. 125. № 2. P. 772–779.
10. *Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В.* Акустооптическое исследование необычных случаев отражения объемных упругих волн в кристалле парателлурита // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 1. С. 121–131.
11. *Дьелесан Э., Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982.
12. *Auld B.A.* Acoustic Fields and Waves in Solids. N.Y.: Robert Krieger Publ. Company, 1990.
13. *Every A.G., Neiman V.I.* Reflection of electroacoustic waves in piezoelectric solids: Mode conversion into four bulk waves // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. № 12. P. 6018–6024.
14. *Поликарпова Н.В., Мальнева П.В.* Закономерности распространения акустических волн в тетрагональных кристаллах // Вест. МГУ. Физика и астрономия. 2013. (в печати).
15. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* Application of acousto-optic interactions in anisotropic media for control of light radiation // Acta Acustica – Acustica. 2003. V. 89. № 6. P. 930–935.

16. *Silvestrova I.M., Barta C., Dobrshansky G., Belyaev L., Pisarevsky Yu.* Acousto-optic properties of calomel crystal Hg_2Cl_2 // *Sov. Phys. Crystallography*. 1975. V. 20. P. 1062–1069.
17. *Gottlieb M., Goutzoulis A., Singh N.* High-performance acousto-optic materials: Hg_2Cl_2 and PbBr_2 // *Opt. Eng.* 1992. V. 31. № 10. P. 2110–2117.
18. *Oliveira J., Adler E.* Analysis of off-axis anisotropic diffraction in tellurium at $10.6 \mu\text{m}$ // *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 1987. V. UFFC-34. № 1. P. 86–94.
19. *Fukuda S., Shiosaki T., Kawabata A.* Acousto-optic properties of tellurium at $10.6 \mu\text{m}$ // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. № 6. P. 3899–3995.
20. *Дьяконов А.М., Илсавский Ю.В., Яхкинд Э.З.* Исследование акустооптического взаимодействия ИК излучения со звуком в теллуре // *ЖТФ*. 1981. Т. 51. № 7. С. 1494–1502.
21. *Горлей П.Н., Кушниц Н.Я., Шендеровский В.А.* Акустические и пьезоэлектрические свойства монокристаллов теллура // *Укр. физ. журн.* 1989. Т. 34. № 1. С. 102–107.
22. *Souilhac D., Billerey D., Gundjan A.* Infrared two-dimensional acousto-optic deflector using a tellurium crystal // *Appl. Opt.* 1990. V. 29. № 13. P. 1798–1804.
23. *Souilhac D., Billerey D.* TeO_2 and Te spectrometer imaging system // *Proc SPIE*. 1993. V. 2312. P. 212–250.
24. *Voloshinov V.B., Gupta N., Knyazev G.A., Polikarpova N.V.* Acousto-optic X–Y deflector based on close to axis propagation of light in single crystal Te // *J. Optics*. 2011. V. 13. № 1. P. 015706–015714.
25. *Gupta N., Voloshinov V.B., Knyazev G.A., Kulakova L.A.* Tunable wide-angle acousto-optic filter in single-crystal // *J. Optics*. 2012. V. 14. № 3. P. 035502–035510.