

УДК 548.0; 535.347

НАБЛЮДЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО СВЕТА, РАССЕЯННОГО МОНОКРИСТАЛЛАМИ ПАРАТЕЛЛУРИТА

**Е.Ю. Воронцова, И.А. Каплунов, А.И. Колесников, И.В. Талызин,
С.А. Третьяков, С.А. Чигиринский**
Тверской государственной университет,
кафедра прикладной физики

При рассеянии лазерного света с различными длинами волн в кристаллах парателлурифта одновременно наблюдались три эффекта: вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного света, зависимость удельного вращения от длины волны излучения и зависимость интенсивности рассеянного света от угла между рассеянным и первичным пучками. Получены изображения лазерных лучей с длинами волн 0,488, 0,531 и 0,633 мкм, с помощью которых рассчитаны значения удельного вращения для использованных длин волн и построена кривая дисперсии оптического вращения для видимого диапазона.

Введение. Кристаллы парателлурифта – тетрагональной модификации двуокиси теллура ($\alpha\text{-TeO}_2$) – обладают рядом уникальных физических свойств, в том числе большими значениями коэффициентов акустооптической добротности M_2 в видимом и ближнем ИК-диапазонах длин волн. Поэтому кристаллы парателлурифта в основном используются при изготовлении светозвукопроводов акустооптических устройств: модуляторов, дефлекторов и электронно-перестраиваемых фильтров [1; 2]. Из-за отсутствия центра инверсии в структуре с точечной группой симметрии 422 парателлурифт характеризуется гиротропией, проявляющейся в довольно значительном по сравнению с другими веществами вращении плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль оптической оси [3–6].

Точные сведения о гиротропии материала необходимы для проектирования светозвукопроводов и расчёта частотных характеристик акустооптических устройств, поскольку дифракция света на ультразвуковых волнах зависит от состояния поляризации проходящего света [1; 9]. При этом для работы устройства важна и поляризация выходящих из кристалла лучей.

Анализ работ, связанных с гиротропией парателлурифта, показывает, что данные об удельных вращениях $\rho(\lambda)$ получены с помощью измерений интенсивности света, прошедшего поляризатор, исследуемый образец и анализатор [3; 5; 7]. Искомое вращение плоскости поляризации, связанное с гиротропией материала, компенсировалось поворотом анализатора, необходимым для восстановления исходного значения интенсивности. В итоговую

погрешность входили погрешности, связанные с измерениями интенсивностей и углов. Кроме того, из-за очень больших значений $\rho(\lambda)$, особенно в области спектра, близкой к краю фундаментального поглощения 0,35–0,5 мкм, образцы должны были иметь весьма малую толщину – менее 1 мм. В противном случае поворот плоскости поляризации мог быть многократным. Эти трудности отмечались в работе [3], в которой при измерении циркулярного дихроизма помимо полос кругового дихроизма записывались осцилляции вида $\sin(2\rho l)$, где l – толщина образца, которые приходилось устранять специальным методом. Это приводило к дополнительным погрешностям, обусловленным погрешностями измерения толщины образца и ошибками при его ориентации.

Следует подчеркнуть, что неточные значения удельного вращения приводят к неправильному определению константы $G_{33} = \rho\lambda / \pi N_0^3$ псевдотензора гирации, используемой при расчётах акустооптического взаимодействия [9]. Данные об удельном вращении экспериментально получены для ограниченного набора длин волн. Поэтому соответствующие кривые $\rho(\lambda)$, построенные путём аппроксимаций [3], могут давать неточные значения G_{33} , особенно для участков спектрального диапазона, в которых измерения не производились. С этой проблемой столкнулись авторы работы [9] при попытках расчёта параметров акустооптического дефлектора УФ-диапазона на основе TeO_2 , предназначенного для работы на длине волны $\lambda=0,355$ мкм – третьей гармонике излучения лазера YAG:Nd^{3+} .

Предложенный в данной работе способ измерений позволяет уменьшить погрешности измерения значений ρ . Аппаратурно он достаточно прост, нагляден, может с успехом использоваться в качестве демонстрационного опыта в учебном процессе при рассмотрении соответствующих разделов оптики и обладает самостоятельной эстетической ценностью.

Теория. Как известно, индикатриса рассеяния линейно-поляризованного света в плоскости, перпендикулярной направлению луча, имеет два максимума, соответствующих направлениям, перпендикулярным направлению колебания электрического вектора \mathbf{E} . В направлениях, перпендикулярных указанным, интенсивность рассеяния равна нулю [10]. В связи с этим при распространении изначально линейно-поляризованного монохроматического света вдоль оптической оси оптически активного кристалла с достаточно высоким рассеянием наблюдатель видит разбиение луча на периодические светящиеся и темные участки (рис. 1).

Светящиеся участки (*a*) соответствуют вертикальной ориентации вектора \mathbf{E} , темные участки – горизонтальной (*b*). Для определенности

направление вращения на рис. 1 выбрано левым, что соответствовало действительности. Несмотря на теоретическую возможность существования двух энантиоморфных правой и левой модификаций структуры $\alpha\text{-TeO}_2$ (соответствующих пространственным группам симметрии $R4_12_12$ и $R4_32_12$), все кристаллы, полученные авторами настоящей работы, являлись левыми согласно общепринятой классификации. Периоды наблюдаемого распределения интенсивности вдоль луча соответствуют поворотам плоскости поляризации на угол π . Таким образом, имея длинный, хорошо рассеивающий кристалл, луч в котором разбивается на большое количество светлых и тёмных участков, можно, не прибегая к каким-либо угловым измерениям, с большой точностью определить значение удельного оптического вращения ρ .

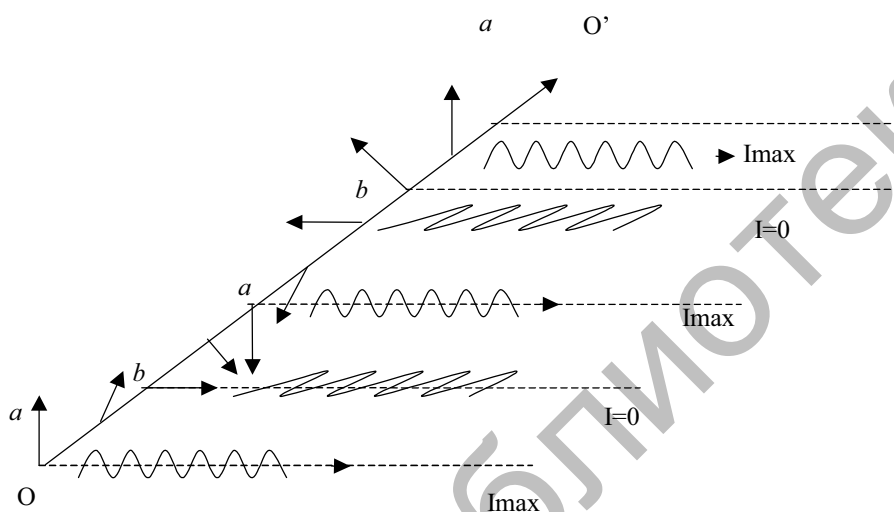


Рис. 1. К объяснению физических причин разбиения линейно-поляризованного лазерного луча OO' на светящиеся (a) и темные (b) участки при распространении вдоль оптической оси в кристалле, вращающем плоскость поляризации

На таких же принципах базируется известный и весьма яркий опыт Умова [11]. Он состоит в наблюдении рассеяния изначально белого пучка поляризованного света оптически активным раствором сахара. Вследствие дисперсии гиротропии пучок расслаивается на разноцветные спирали с различным шагом винта. Из-за малых значений удельного вращения для сахарного раствора кювета в целях наглядности должна иметь в длину не менее нескольких десятков сантиметров. Несмотря на полезность и убедительность, опыт Умова не предназначен для точных измерений и используется исключительно в демонстрационных целях.

Эксперимент. В настоящей работе наблюдения рассеянного лазерного света производились в прямоугольном параллелепипеде из монокристалла парателлуриата, имеющем размеры $41,0 \times 20,1 \times 20,0$ мм вдоль направлений $[001]$, $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ соответственно. Все грани образца были отполированы. Согласно принятой классификации качества по рассеянию, специально подобранный кристалл отвечал градации «В», т.е. обладал средним по интенсивности рассеянием [12], что обеспечивало достаточную яркость картины для визуальных наблюдений и видеосъёмки.

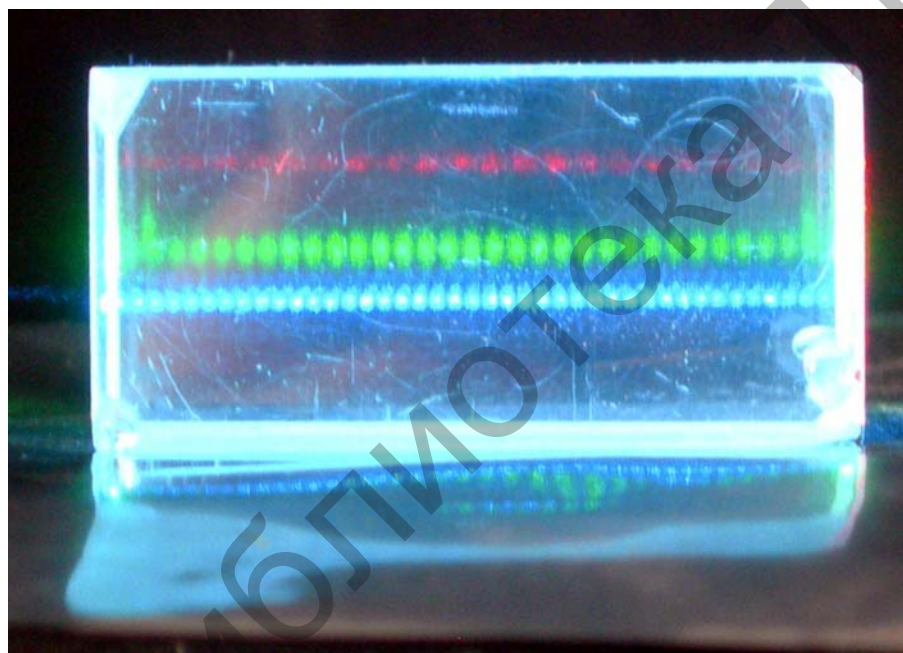


Рис. 2. Проявление гиротропии и ее дисперсии при рассеянии лазерных лучей с различными длинами волн, распространяющихся в монокристалле парателлуриата толщиной 41,0 мм вдоль оптической оси $[001]$: верхний (красный) луч, $\lambda=0,633$ мкм, средний (зеленый) луч, $\lambda=0,531$ мкм, нижний (синий) луч, $\lambda=0,488$ мкм

Вдоль оптической оси $[001]$ в кристалл одновременно направлялись линейно-поляризованные лучи от трёх лазеров (рис. 2): гелий-неонового лазера с нерегулируемой мощностью излучения 2 мВт на длине волны 0,633 мкм, лазера на ИАГ- $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ с удвоением частоты и регулируемой мощностью (до 400 мВт) излучения на длине волны 0,531 мкм (в эксперименте использовалась мощность 50 мВт), а также аргонового (ArII) лазера с нерегулируемой мощностью 40 мВт излучения на длине волны 0,488 мкм. Верхние два луча вводились в

образец справа, нижний — слева, что диктовалось поперечными размерами самих лазеров, не позволяющими их одновременное размещение с одной стороны.

Как следует из рис. 2, на длине 41,0 мм наблюдаются 23 ярких участка для красного луча, 32 ярких участка для зелёного луча и 43 ярких участка для синего луча. При визуальном нахождении положения начала конкретного яркого участка с возможной относительной погрешностью не более 0,2, для 40 таких участков относительная погрешность при вычислении периода не превышает $5 \cdot 10^{-3}$. Для более точного определения периодов для каждого из лучей их цифровые изображения были подвергнуты компьютерной обработке. Распределение интенсивности света по лучам аппроксимировалось функциями вида $[\exp(-\alpha l)] \sin^2(kl)$, где l – координата вдоль луча, α – показатель ослабления света, k – искомый коэффициент, определяющий значение периода для поворота плоскости поляризации света на угол π .

Значения α для кристаллов градации "В" обычно не превышают $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ [13]. Рассчитанные значения k дали следующие результаты: $\rho(0,633 \text{ мкм}) = 84,7 \pm 0,3 \text{ град/мм}$; $\rho(0,531 \text{ мкм}) = 146,0 \pm 0,3 \text{ град/мм}$; $\rho(0,488 \text{ мкм}) = 186,3 \pm 0,3 \text{ град/мм}$. В работе [4] приведены значения $\rho(\lambda)$ для других длин волн: $\rho(1,0000 \text{ мкм}) = 30 \text{ град/мм}$; $\rho(0,6328 \text{ мкм}) = 87 \text{ град/мм}$; $\rho(0,5300 \text{ мкм}) = 143 \text{ град/мм}$; $\rho(0,4382 \text{ мкм}) = 271 \text{ град/мм}$; $\rho(0,3698 \text{ мкм}) = 578 \text{ град/мм}$. По этим данным проведена аппроксимация, при этом наилучшие коэффициенты корреляции дала функция

$$\rho^{-1} = a + b\lambda^2 \cdot \ln(\lambda), \quad (1)$$

где величина λ измеряется в ангстремах, а $\rho(\lambda)$ – в град/мм. Соответствующие коэффициенты имели значения: $a = -0,00283$, $b = 4,06 \cdot 10^{-11}$. В таблице приведены сравнительные значения удельного вращения, найденные экспериментально в настоящей работе и в статье [4].

Значения удельного оптического вращения $\rho(\lambda)$ в кристаллах парателлурита

λ (мкм)	$\rho(\lambda)$ согласно [4] (град/мм)	$\rho(\lambda)$ согласно экспериментальным данным настоящей работы ((град/мм))
0,633	87	$84,7 \pm 0,3$
0,531	143	$146,0 \pm 0,3$
0,488	184	$186,3 \pm 0,3$

Как следует из таблицы, при больших длинах волн известны значения [4] удельного оптического вращения, больше, а при

малых – меньше, чем найденные в настоящей работе. На рис. 3 показаны зависимости $\rho(\lambda)$, построенные с помощью аппроксимации значений, полученных в [4] и в нашей работе. Для последней наилучшая аппроксимация дается формулой

$$\rho^{-1} = a + b\lambda^2 \cdot \ln(\lambda), \quad (2)$$

где $a = -0,00310$, $b = 4,17 \cdot 10^{-11}$.

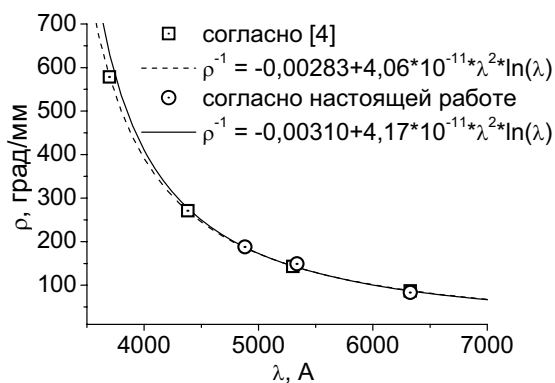


Рис. 3. Зависимости $\rho(\lambda)$, построенные согласно данным работы [4] и настоящей работы

Заключение. Обнаруженные различия между ранее опубликованными и нашими данными по зависимостям $\rho(\lambda)$ в кристаллах парателлуриата обусловлены, судя по полученным результатам, различиями в погрешностях, характерных для классического поляризационного компенсационного метода и предложенного в настоящей работе метода измерений периода модуляции интенсивности рассеянного света. Для рассмотренного случая кристаллов, обладающих сравнительно высоким рассеянием и большими значениями удельного оптического вращения, последний дает в 1,5–2 раза меньшие погрешности. Полученные при этом зависимости $\rho(\lambda)$ могут быть полезными не только при расчете параметров акустооптических устройств на основе парателлуриата, но и при определении итоговой поляризации лучей, выходящих из кристаллов после нескольких отражений от внутренних поверхностей вырезанных из них многогранников.

Список литературы

1. Magdich L.N., Molchanov V.Ya. Acoustooptic Devices and Their Applications. New York: Gordon and Breach Science Pub. 1989.
2. Блистанов А. А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2000. С. 345-354.
3. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.
4. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987.
5. Mc. Carthy K.A. et. al. Optical rotatory power in crystals of the mercurous halids and tellurium dioxide // Optics Communications. 1987. P. 157-159.

6. Колесников А.И., Гречишкин Р.М., Молчанов В.Я., Смирнов Ю.М., Сошин С.С. Удельное магнитное вращение в монокристаллах парателлурита // Физика кристаллизации. Тверь: ТвГУ, 1999. С. 69-71.
7. Uchida N. Optical Properties of Single-Crystal Paratellurite (TeO_2) // Phys. Rev. B. 1971. V. 4, №10. P.3736-3745.
8. Климова А.Ю., Хартманн Э., Батулин Н.А. Циркулярный дихроизм в кристалле парателлурита // Кристаллография 1986. Т. 31. Вып. 3. С. 602-603.
9. Молчанов В.Я., Макаров О.Ю., Колесников А.И., Смирнов Ю.М. Перспективы применения кристаллов TeO_2 в акустооптических дефлекторах УФ диапазона // Вестник ТвГУ. Серия «Физика». 2004. №4(6). С. 88-93.
10. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. Т.3. Оптика. Атомная физика. М., 1961. С. 167.
11. Грабовский М.А., Млодзеевский А.Б., Телеснин Р.В., Шаскольская М.П., Яковлев И.А., под ред. Ивероновой В.И. Лекционные демонстрации по физике. М.: Наука, 1972.
12. Stroud J.S. Striae quality grades for optical glass // Opt. Eng. 2003. V. 42(6). P. 1618-1624.
13. Каплунов И.А., Колесников А.И., Талызин И.В., Седова Л.В., Шайович С.Л. Измерение коэффициентов ослабления света кристаллами германия и парателлурита // Оптический журнал. 2005. Т. 72, №7. С. 76-84.