

05.2; 07

© 1993

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ
МОНОКРИСТАЛЛОВ ТИТАНАТА ВИСМУТА,
ЛЕГИРОВАННЫХ ВАНАДИЕМ

В.В. Волков, Ю.Ф. Каргин,
Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров

Кубические гиротропные монокристаллы селенитов $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO), $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) и $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) широко исследуются и применяются как электрооптические фоторефрактивные материалы в динамической голографии [1, 2]. Важную роль в этих приложениях играют такие параметры материалов, как удельное вращение плоскости поляризации и электрооптическая постоянная. Например, эффективность дифракции света на сформированной в кристалле динамической голограмме возрастает с увеличением электрооптической постоянной и толщины кристалла [1, 2]. Однако поворот плоскости поляризации световых волн ограничивает рост дифракционной эффективности света на голографической решетке при увеличении длины взаимодействия в гиротропных материалах [2]. Поэтому монокристаллы BTO , имеющие существенно меньшие значения удельного вращения, чем BSO и BGO , позволяют реализовать устройства динамической голографии с лучшими характеристиками [2].

В недавней работе [3] продемонстрирована запись фоторефрактивных решеток в легированных ванадием монокристаллах титаната висмута $Bi_{12}Ti_{1-x}V_xO_{20}$ ($BTVO$). В данном сообщении представлены результаты измерения удельного вращения и электрооптической постоянной монокристаллов $BTVO$ на длине волны $\lambda = 633$ нм.

Монокристаллы ($BTVO$) выращивались методом Чохральского из раствора в расплаве полуторного оксида висмута. Процесс вытягивания осуществлялся на установке „Донец-1” с резистивным нагревом в платиновых тиглях объемом до 100 см³. Тепловые условия на фронте кристаллизации поддерживались близкими к равновесным, что способствовало реализации послышной кинетики роста. В качестве затравок использовались образцы $Bi_{12}TiO_{20}$ ориентации (110). Легирование кристаллов осуществлялось добавлением в исходную шихту (смесь оксидов висмута и титана) V_2O_5 . Таким образом, при аксиальном градиенте температуры над расплавом 5–6 К/см были выращены монокристаллы $BTVO$ с содержанием ванадия $x = 0.20$ и $x = 0.26$.

Измерение электрооптических постоянных и удельного вращения проводилось на полированных образцах с размерами 11 x 7 x 5 мм ($x = 0.20$) и 11 x 7 x 6.4 мм ($x = 0.26$) по осям $[1\bar{1}2]$, $[110]$

и $[\bar{1}11]$ соответственно. Электрическое поле \vec{E}_0 прикладывалось к кристаллам с помощью алюминиевых электродов, напыленных на грани $[\bar{1}11]$. Лазерный луч ($\lambda = 633$ нм), падающий нормально на входную грань кристалла, имел поляризацию \vec{e}_{in} вдоль направления $[\bar{1}11]$. Прошедший через кристалл световой луч пропусклся далее через анализатор и фиксировался фотодиодом. Измеренные значения удельного вращения ρ кристаллов *BTVO* представлены в таблице.

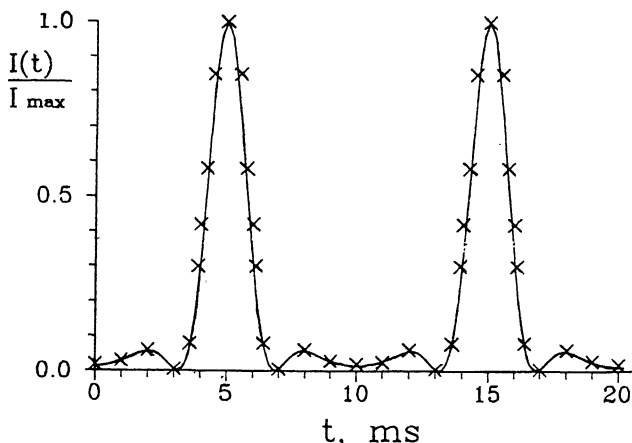
Т а б л и ц а.

Параметры	Образцы	Образец № 1 ($x = 0.20$)	Образец № 2 ($x = 0.26$)
Удельное вращение ρ , град./мм		3.87	5.70
Толщина кристалла d , мм		11.0	6.4
Напряженность электрического поля $E_{эф} \cdot 10^{-5}$, В/м		6.57	9.53
Электрооптическая постоянная $r_{41}^T \cdot 10^{12}$, м/В		5.56	6.20

Для измерения электрооптических постоянных исследуемых образцов использовалось синусоидальное напряжение до 10 кВ с частотой 50 Гц. В этом случае переменного во времени напряжения световой пучок с неоднородным распределением интенсивности не вызывает перераспределения приложенного электрического поля внутри кристалла. При постоянном напряжении такое перераспределение происходит вследствие неоднородности фотопроводимости и образования стационарного поля пространственного заряда.

Прикладываемое к образцу низкочастотное электрическое поле модулирует его оптические свойства пропорционально электрооптической постоянной механически свободного кристалла r_{41}^T [4]. В результате поляризация светового пучка, прошедшего через кристалл, становится эллиптической с переменными во времени эллиптичностью и поворотом главных осей эллипса. Эти изменения вектора поляризации преобразуются в модуляцию интенсивности света после прохождения им анализатора. Можно показать, что в описанной выше экспериментальной схеме при ориентации векторов поляризации \vec{e}_{in} и внешнего поля \vec{E}_0 вдоль кристаллографического направления $[\bar{1}11]$ и при настройке анализатора на пропускание света с поляризацией перпендикулярной оси $[\bar{1}11]$ выходная интенсивность описывается выражением

$$I_{out} \approx I_{in} \cdot \frac{(\rho \cdot d)^2 \cdot \sin^2 \left[\sqrt{(\rho \cdot d)^2 + \frac{3}{16} \cdot n_o^6 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d \cdot r_{41}^T \cdot E_0(t) \right)^2} \right]}{\left[(\rho \cdot d)^2 + \frac{3}{16} \cdot n_o^6 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d \cdot r_{41}^T \cdot E_0(t) \right)^2 \right]} \quad (1)$$



Временная зависимость интенсивности света, прошедшей через кристалл $Bi_{12}Ti_{0.8}V_{0.2}O_{20}$ и анализатор за период изменения внешнего поля с амплитудой $E_m = 1.2 \cdot 10^6$ В/м. Свет распространяется вдоль направления $[1\bar{1}2]$; толщина кристалла $d = 11$ мм. Сплошная кривая - расчет, крестики - экспериментальные точки.

Здесь I_{in} - входная интенсивность светового пучка, d - толщина кристалла вдоль направления распространения света, n_o - показатель преломления кристалла, $E_o(t)$ - модуль вектора напряженности внешнего поля $\vec{E}_o(t)$.

При синусоидальной зависимости от времени внешнего поля $E_o(t) = E_m \cdot \cos(\Omega \cdot t)$ выходная интенсивность будет периодической функцией $I_{out}(t)$. Вид этой функции определяется амплитудой внешнего поля E_m и может существенно отличаться от косинусоиды. На рисунке представлена расчетная зависимость $I_{out}(t)$ для кристалла с содержанием ванадия $x = 0.20$ при значении электрооптической постоянной $r_{41}^T = 5.56 \cdot 10^{-12}$ м/В и параметрах внешнего поля $\Omega = 2\pi \cdot 50$ рад/с и $E_m = 1.2 \cdot 10^6$ В/м. Здесь же представлена экспериментальная зависимость $I_{out}(t)$, хорошо соответствующая расчету.

Подгонка расчетных зависимостей $I_{out}(t)$ под экспериментальные осциллограммы путем подбора электрооптической постоянной r_{41}^T достаточно затруднительна. Более простой метод определения r_{41}^T состоит в фиксации амплитуды внешнего поля E_m , при которой минимумы I_{min} или максимумы I_{max} в зависимости $I_{out}(t)$ (см. рисунок) достигают соответственно минимального (нулевого) или максимального значения. Соотношение для определения r_{41}^T через величину $E_{m\pi}$, соответствующую нулевому значению I_{min} следует из (1):

$$r_{41}^T = \sqrt{\frac{(n \cdot \pi)^2 - (\rho \cdot d)^2}{\frac{3}{16} \cdot n_o^6 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d \cdot E_{m\pi}\right)^2}}$$

Здесь n – минимальное целое число, удовлетворяющее условию $n > \rho \cdot d / \pi$.

Легко показать, что значение r_{41}^T может быть найдено и через амплитуду $E_{m\pi/2}$, соответствующую максимуму величины I_{max} , из уравнения

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \sqrt{(\rho \cdot d)^2 + \frac{3}{16} \cdot n_o^6 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d \cdot r_{41}^T \cdot E_{m\pi/2}\right)^2} \\ = \sqrt{(\rho \cdot d)^2 + \frac{3}{16} \cdot n_o^6 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d \cdot r_{41}^T \cdot E_{m\pi/2}\right)^2} \end{aligned}$$

В таблице приведены значения электрооптических постоянных r_{41}^T исследованных образцов $BTVO$, определенных описанным выше методом.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] G u n t e r P., H u i g n a r d J.-P. Photo-refractive materials and their applications I. New York: Springer-Verlag, 1988.
- [2] P e t r o v M.P., S t e p a n o v S.I., K h o m e n k o A.V. Photorefractive crystals in coherent optical systems. Berlin Heidelberg. Springer-Verlag, 1991.
- [3] K u k h t a r e v N.V., G n a t o v s k i i A., Y a n c h u k Z., S e m e n e t s T., P r y a d k o L., K a r g i n Y., R i n g h o f e r K.H. In: Technical Digest on Photorefractive Materials, Effects, and Devices. 1991. (Optical Society of America, Washington, D. C., 1991) V. 14. P. 36-38.
- [4] С и р о т и н Ю.И., Ш а с к о л ь с к а я М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
28 декабря 1992 г.