

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ
В КРИСТАЛЛАХ $Bi_{12}TiO_{20}$ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЗАПИСИМ.П. Петров, А.А. Камшилин,
А.Л. Хромов

Как известно [1], фоторефрактивный механизм записи голограмм в кристаллах типа силленитов включает в себя фотоионизацию донорных центров, последующий дрейф либо диффузию свободных носителей, приводящий к формированию пространственно неоднородного распределения заряда и электрического поля, и модуляцию индуцированного двулучепреломления среды вследствие электрооптического эффекта. Тем самым быстрдействие фоторефрактивного механизма ограничено временем, необходимым для того, чтобы свободные носители продрейфовали или продиффундировали на расстояния, сравнимые с пространственным периодом интерференционной картины. Однако в некоторых работах по импульсному воздействию на фоторефрактивные кристаллы типа силленитов наблюдались такие эффекты, как нестационарное возрастание дифракционной эффективности при импульсном считывании записанных на ПВМС ПРИЗ изображений [2], а также формирование голограмм в кристаллах $Bi_{12}SiO_{20}$ при импульсной записи в отсутствие внешнего электрического поля за времена не более 3 нс [3], объяснения которых в рамках фоторефрактивного механизма наталкиваются на определенные трудности, связанные с пересмотром традиционных представлений о подвижности свободных носителей в данных кристаллах.

Для фоторефрактивного механизма записи голограмм характерен ряд поляризационных и ориентационных зависимостей, вытекающих из симметрии электрооптического тензора в рассматриваемых кристаллах. В связи с этим нами было предпринято исследование некоторых вышеупомянутых зависимостей для динамических голограмм, формируемых в кристаллах $Bi_{12}TiO_{20}$ при импульсной записи. Схема оптической части экспериментальной установки изображена на рис. 1, а. Запись голограммы производилась нерасширенным лучом света (диаметр луча $d = 2$ мм) от импульсного лазера на алюмо-иттриевом гранате с модулированной добротностью. Излучение лазера с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм преобразовывалось во вторую гармонику в кристалле иодата лития $LiIO_3$. Энергия записывающего импульса с длиной волны $\lambda = 0.53$ мкм и длительностью 20 нс составляла несколько десятых долей миллиджоуля, а средняя плотность мощности записывающих лучей на передней грани кристалла — несколько сотен кВт/см². Запись голограммы с пространственным периодом $\Lambda = 0.6$ мкм осуществлялась в образце кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$ толщиной 3 мм без приложения внешнего электрического поля. Непрерывное считывание осуществлялось лучом света от He-Ne лазера, падавшим на кристалл под соответствующим углом Брэгга, величина которого в воздухе составляла $\approx 31^\circ$. Плот-

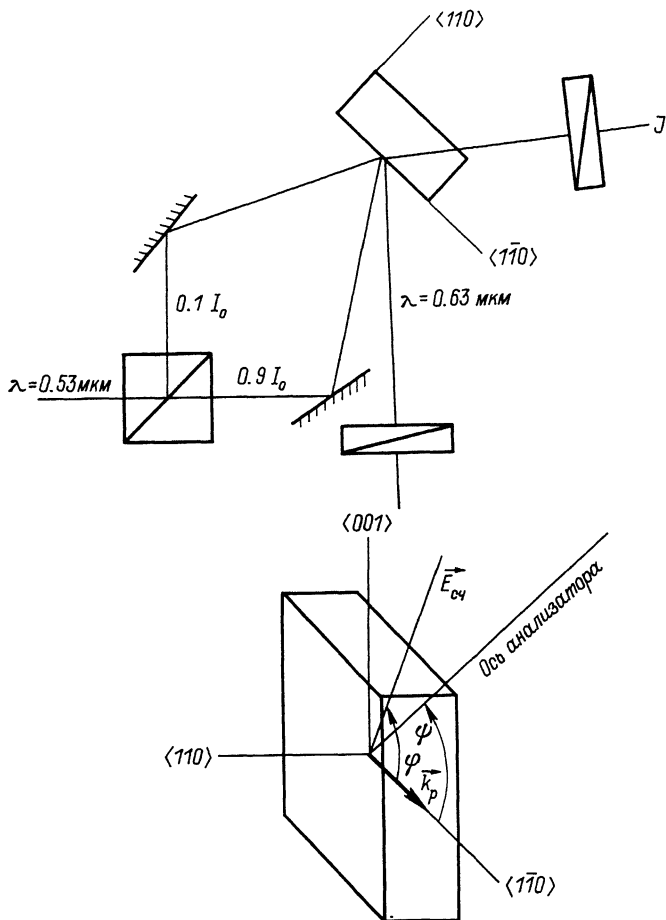


Рис. 1. а) Схема оптической части экспериментальной установки. б) Геометрия эксперимента.

ность мощности считывающего света равнялась примерно 1 мВт/см^2 . Направление поляризации считывающего света задавалось входным поляризатором, а интенсивность J дифрагированного луча, прошедшего анализатор, регистрировалась ФЭУ. Геометрия эксперимента более подробно изображена на рис. 1, б. Волновой вектор решетки \vec{k}_p направлен вдоль кристаллографической оси $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. Угол между направлением поляризации считывающего света в середине образца и волновым вектором решетки обозначим через φ , угол между тем же вектором \vec{k}_p и осью анализатора - через ψ . Как известно [4], в данной геометрии при горизонтальной ($\varphi = 0$) и

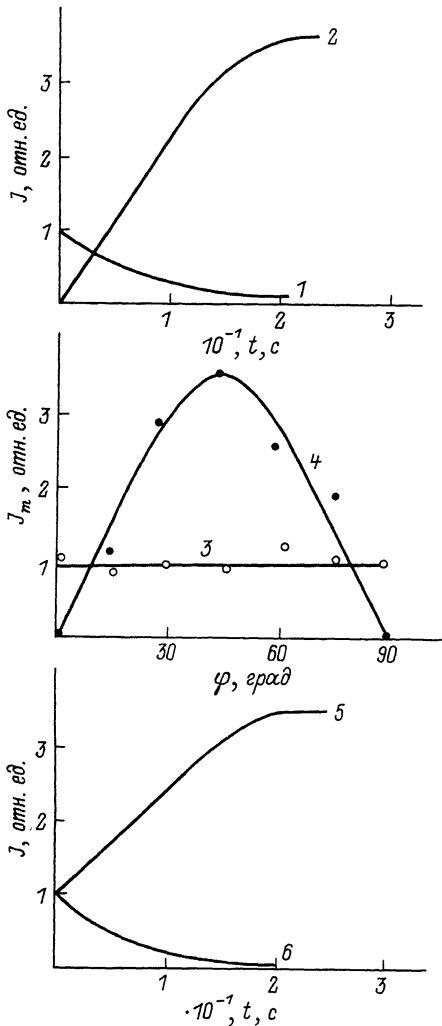


Рис. 2. Ориентационные зависимости дифракционной эффективности импульсных голограмм. а) Кривая 1: $\vec{k}_p \perp \langle 001 \rangle$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\Psi = \frac{\pi}{2}$; $\vec{k}_p \perp \langle 001 \rangle$, $\varphi = 0$, $\Psi = 0$; кривая 2: $\vec{k}_p \perp \langle 001 \rangle$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\Psi = 0$; $\vec{k}_p \perp \langle 001 \rangle$, $\varphi = 0$, $\Psi = \frac{\pi}{2}$. б) Кривая 3: амплитуда „быстрой“ составляющей J_m как функция угла φ при выставленных соосно входном поляризаторе и анализаторе, т.е. при $\varphi = \Psi$; кривая 4: амплитуда „медленной“ составляющей при $\varphi = \Psi$ как функция угла φ . в) Кривая 5: $\vec{k}_p \parallel \langle 001 \rangle$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\Psi = \frac{\pi}{2}$; кривая 6: $\vec{k}_p \parallel \langle 001 \rangle$, $\varphi = 0$, $\Psi = 0$.

вертикальной ($\varphi = \frac{\pi}{2}$) поляризации считывающего луча фоторефрактивный механизм записи обеспечивает дифракцию с поворотом плоскости поляризации на $\frac{\pi}{2}$, причем интенсивность дифрагированного света в обоих случаях одинакова.

На рис. 2,а представлены временные зависимости ($t = 0$ — момент подачи записывающего импульса) интенсивности дифрагированного луча на выходе анализатора для различных его ориентаций и для различных входных поляризаций считывающего света. Кривые 1 и 2 представляют собой соответственно вертикально ($\psi = \frac{\pi}{2}$) и горизонтально ($\psi = 0$) поляризованные компоненты дифрагированного света при вертикальной ($\varphi = \frac{\pi}{2}$) входной поляризации. Точно такие же зависимости имеют место и при горизонтально ($\varphi = 0$) поляризованном считывающем свете. Данные результаты подтверждают наличие „быстрой“ и „медленной“ составляющих процесса записи голограммы [3, 5] (кривые 1 и 2 соответственно), однако лишь у медленной составляющей характер поляризации соответствует симметрии электрооптического тензора, на „быстрой“ же решетке свет дифрагирует без поворота плоскости поляризации независимо от направления поляризации считывающего луча. Как показывает кривая 3 на том же рисунке, амплитуда „быстрой“ составляющей также не зависит от угла φ . Различие во временном поведении вертикально и горизонтально поляризованных компонент дифрагированного света приводит к тому, что в процессе считывания его поляризация изменяется: если в начальные моменты времени при $t \ll 0.2$ с она совпадает с поляризацией прошедшего, то при $t \gg 0.2$ с она разворачивается на $\frac{\pi}{2}$. Следует также отметить, что, как показывают контрольные эксперименты, характерное время нарастания „медленной“ составляющей $t = 0.2$ с не зависит от интенсивности считывающего света и, следовательно, не может быть связано с проявлением скрытой записи [6, 7], равно как и спад „быстрой“ составляющей не связан со стирающим воздействием считывающего света, которое проявляется лишь на временах $t \approx 1$ с.

Нами также была рассмотрена ориентация кристалла, при которой волновой вектор решетки направлен вдоль кристаллографической оси $\langle 001 \rangle$. При такой ориентации на фоторефрактивной решетке должна дифрагировать лишь вертикально поляризованная компонента считывающей волны, причем без поворота плоскости поляризации. В частности, при $\varphi = 0$ дифракция отсутствует вовсе [4]. Как показал эксперимент, в данной ориентации при $\varphi = \frac{\pi}{2}$ „быстрая“ и „медленная“ компоненты поляризованы обе вертикально (кривая 5 на рис. 2,в), в то время как при $\varphi = 0$ „медленная“ составляющая отсутствует, а быстрая сохраняется (кривая 6 на рис. 2,в).

Таким образом, процесс формирования голограммы после подачи записывающего импульса носит сложный характер, который не мо-

жет быть полностью объяснен на основе фоторефрактивного механизма. Исследованные нами поляризационные и ориентационные зависимости для „медленной“ составляющей процесса записи голограммы полностью соответствуют симметрии электрооптического тензора в рассматриваемых кристаллах, так что эта составляющая обусловлена, по-видимому, фоторефракцией. Изотропный характер дифракции на „быстрой“ решетке позволяет утверждать, что она не связана с фоторефракцией, а обусловлена, возможно, фотохромным эффектом.

Действительно, как показывают дополнительные эксперименты, в момент подачи записывающего импульса происходит скачкообразное увеличение показателя поглощения в кристалле на длине волны считывающего света $\lambda = 0.63$ мкм, которое может быть зарегистрировано по изменению интенсивности прошедшего света, достигающему 40%. Впоследствии показатель поглощения релаксирует к своему исходному значению с той же постоянной времени, что и „быстрая“ решетка. Измерения интенсивности прошедшего света позволили оценить параметры $\langle \alpha \rangle T$ — среднее поглощение (T — толщина образца, $T = 3$ мм) и $\alpha_1 T$ — амплитуду переменной составляющей в пространственно неоднородном распределении поглощения

$$\alpha(x)T = \langle \alpha \rangle T + \alpha_1 T \cos k_p x$$

при этом были получены следующие численные значения $\langle \alpha \rangle T \approx 1.2$, $\alpha_1 T \approx 0.27$. Используя их, а также известное выражение для дифракционной эффективности объемной амплитудной голограммы [8]

$$\eta = \exp \left\{ -\frac{2\langle \alpha \rangle T}{\cos \theta_0} \right\} \operatorname{sh}^2 \frac{\alpha_1 T}{2 \cos \theta_0},$$

где θ_0 — угол Брэгга внутри кристалла, получаем $\eta = 1.6 \cdot 10^{-3}$, что достаточно близко к соответствующему экспериментальному значению $\eta = 0.8 \cdot 10^{-3}$

Таким образом, в настоящей работе показано, что при импульсной записи в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ возникает „быстрая“ голограмма, не связанная с фоторефрактивным механизмом, а обусловленная, возможно, фотохромным эффектом.

Авторы благодарят М.В. Красинькову и В.В. Прокофьева за предоставленные образцы монокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 266 с.
- [2] Петров М.П., Шалаевский Н.О., Хоменко А.В., Шлягин М.Г., Петров В.М., Брыксин В.В., Коровин Л.И. — Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 11, с. 695–700.

- [3] Lesaux G., Roosen G., Brun A. - Opt. Comm., 1986, v. 56, N 6, p. 374-378.
- [4] Petrov M.P., Stepanov S.I., Penschewa T.C. - J. Optics (Paris), 1981, v. 12, N 5, p. 287-292.
- [5] Ferrrier J.L., Gasengel J., Nguen Phu X., Rivoire J. - Opt. Comm., v. 58, N 5, p. 343-348.
- [6] Астратов В.Н., Ильинский А.В., Мельников М.Б. - ФТТ, 1983, т. 25, № 7, с. 2163-2168.
- [7] Петров М.П., Шлягин М.Г., Хоменко А.В., Шалаевский Н.О., Петров В.М. - ЖТФ, 1985, т. 55, № 11, с. 2247-2249.
- [8] Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
29 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

АКУСТОЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ $ZnS:Mn$

В.Е. Родионов, С.Ф. Терехова,
Н.С. Черная

Электролюминесцентное (ЭЛ) свечение в тонкопленочных МДПДМ структурах на основе $ZnS:Mn$ возникает путем ударного возбуждения ионов Mn^{2+} баллистически ускоренными электронами до энергии ≥ 2.5 эВ, генерируемыми знакопеременным электрическим полем (E). До последнего времени считалось, что порог по баллистическому ускорению E_a выше порога по образованию свободных электронов E_t . Однако снижение порога зажигания U_n электролюминесценции под действием ультрафиолетового излучения показало [1], что E_a может быть выше, чем E_t .

В настоящей работе обнаружено новое явление в ЭЛ структурах на основе $ZnS:Mn$ - акустоэлектролюминесценция, которое выражалось в появлении под действием ультразвуковых (УЗ) колебаний допорогового свечения при $U_B < U_n$ и в низкополевой области вольт-яркостных характеристик (ВЯХ): здесь U_B - напряжение, возбуждающее электролюминесценцию.

Исследуемые структуры изготавливались на стеклянных подложках последовательным нанесением слоев. Активным компонентом являлась текстурированная по оси роста пленка $ZnS:Mn$, в качестве