

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ВЫДЕЛЕНИЕ СИГНАЛА ПРИ САМОДИФРАКЦИИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

А. А. Камшилин, Е. В. Мокрушина

Среди материалов для реверсивной динамической записи голограмм фоторефрактивные кристаллы (ФРК) со структурой силленита имеют большое практическое значение благодаря технологичности их изготовления, а также высокой (10^{-3} Дж/см²) чувствительности к записываемому свету [1]. Одной из важных областей применения ФРК является голографическая интерферометрия, где использование динамических сред позволяет существенно упростить и ускорить измерения [2].

Основной трудностью использования кристаллов является организация одновременного с записью считывания голограмм в условиях брэгговского характера дифракции. Один из путей решения этой задачи — самодифракция записывающих лучей в сочетании с использованием поляризационных свойств голограмм [3]. Вследствие анизотропии записываемой в кри-

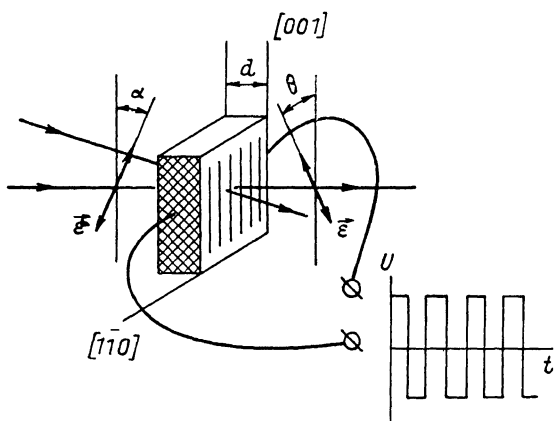


Рис. 1. Схема записи голограммы в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

сталле со структурой силленита голографической решетки продифрагировавший свет при определенных условиях [4] оказывается поляризованным ортогонально свету, прошедшему через кристалл без изменения направления. Это позволяет разделить при помощи поляроида прошедший через кристалл объектный пучок, выделив формирующую изображение продифрагировавшую часть опорного пучка [5], при этом в случае брэгговской самодифракции оба пучка распространяются строго коллинеарно. Одним из главных преимуществ такого способа, в частности, по сравнению со схемой записи—считывания голограмм в условиях сильного энергообмена [6], является низкий уровень шумов в восстановленном изображении, так как выходной анализатор подавляет также свет, рассеянный кристаллом [7].

Однако в работах [3, 5] метод поляризационного выделения изображения разработан лишь для диффузионного механизма записи (без приложения к кристаллу внешнего электрического поля), который дает невысокую (доли процента) дифракционную эффективность, что ограничивает возможности интерферометра.

В настоящей работе определены условия распространения метода поляризационного выделения на запись во внешнем электрическом поле и проведено экспериментальное сравнение с тем же методом при диффузионной записи.

Кристаллы со структурой силленита (точечная группа 23) в отсутствие внешнего электрического поля оптически изотропны и обладают естественной оптической активностью [1], так что линейная поляризация света при прохождении через кристалл сохраняется. Приложение внешнего поля приводит к возникновению в кристалле оптической анизотропии, прошедший свет приобретает эллиптичность и погасить его анализатором в общем случае ока-

зывается невозможно. Однако можно показать, что прошедший свет поляризован линейно под углом θ к оси $[001]$ кристалла (рис. 1) при выполнении условия

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2}}{\cos \psi}, \quad (1)$$

где α — угол, определяющий направление входной поляризации (рис. 1); $\operatorname{tg} \psi = \Delta n_x / \Delta n_n$, $\gamma = (2\pi d / \lambda) [\Delta n_x^2 + \Delta n_n^2]^{1/2}$, где Δn_n — циркулярное двулучепреломление, обусловленное оптической активностью, Δn_x — линейное двулучепреломление, обусловленное электрооптическим эффектом; E — электрическое поле, приложенное к кристаллу; d — толщина кристалла; λ — длина волны света.

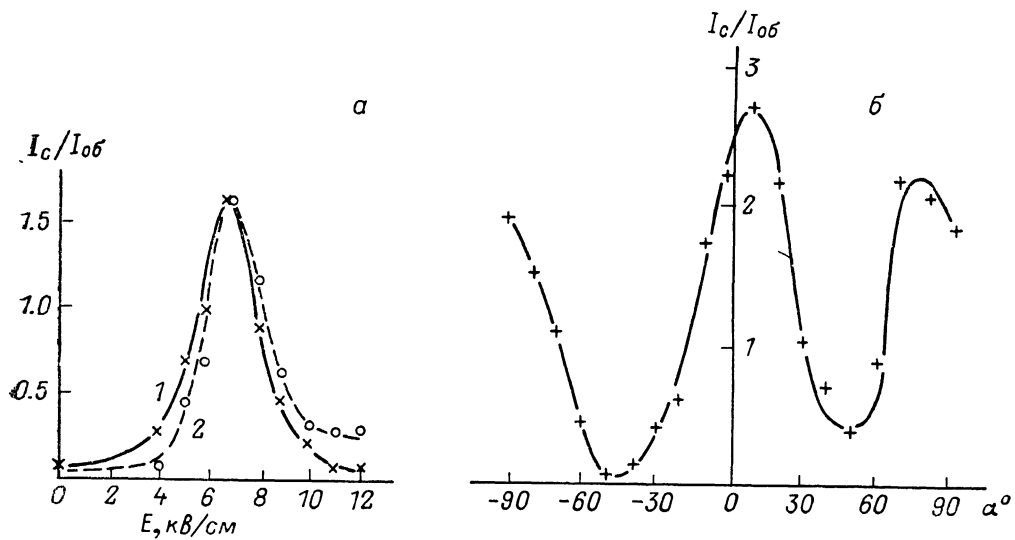


Рис. 2. Зависимость интенсивности выделенного поляризатором сигнала от напряженности внешнего поля (а) и от поляризации записывающих лучей при $E=12$ кВ/см ($\gamma=2\pi$) (б). 1, 2 — значения α , удовлетворяющие уравнению (1).

Уравнение (1) определяет два взаимно перпендикулярных направления линейной поляризации падающего на кристалл света (α_1, α_2), при которых прошедший свет также поляризован линейно, причем

$$\theta_{1,2} = \pm \frac{\pi}{2} - \alpha_{1,2}, \quad -\frac{\pi}{2} < \theta_1 \leq \frac{\pi}{2}. \quad (2)$$

Величина γ в (1) по физическому смыслу — разность хода между собственными модами кристалла, которая при $E=0$ определяется оптической активностью. Если выполняется условие $\gamma=2\pi$ (3), то свет на выходе из кристалла в точности восстанавливает свою исходную поляризацию. Приложив к кристаллу соответствующее поле, можно получить на выходе линейную поляризацию любой ориентации, что позволяет подобрать оптимум с точки зрения выделения сигнального луча.

Наиболее подходящим для работы в таком режиме является кристалл $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$, обладающий при достаточной чувствительности к красному свету низкими ($0.2-0.5 \text{ см}^{-1}$) потерями на длине волны 0.63 мкм и сравнительно невысокой (1.2 рад/см) оптической активностью, которые в принципе позволяют вести запись на образцах толщиной до 1 см и выше, что существенно, так как выполнение условия (3) для тонких кристаллов требует слишком больших полей.

Эллиптичность света, прошедшего через кристалл в отсутствие внешнего поля, определяется качеством кристалла, в частности наличием в нем внутренних напряжений. Эксперимент показал, что приложение поля к кристаллу не приводит к существенному повышению эллиптичности, если выполнены условия (1) или (3).

Эксперимент проводился на образце толщиной 5.8 мм с расстоянием между электродами 4 мм , ориентированном обычным образом (рис. 1). К образцу прикладывалось переменное во времени напряжение прямоугольной формы амплитудой до 5.5 кВ . Аналогичные резуль-

таты можно получить и для постоянного поля, но запись голограмм в подобных кристаллах в переменных полях значительно стабильнее [8].

Запись голографической решетки в кристалле осуществлялась He—Ne лазером ($\lambda = 0.63$ мкм), причем условия записи (пространственная частота 1100 лин/мм, отношение интенсивностей записывающих лучей 1/100) соответствовали условиям в работающем макете интерферометра.

На рис. 2, *a*, *b* приведены экспериментальные зависимости отношения интенсивности выделенного поляризатором полезного сигнала (I_c) к интенсивности объектного пучка, прошедшего через кристалл в отсутствие голограммы (I_{00}). При малом контрасте интерференционной картины эта величина не зависит от отношения интенсивностей записывающих лучей и пропорциональна дифракционной эффективности голограммы. Для сравнения отметим, что при диффузионной записи на том же кристалле эта величина не превышала 0.073.

Как видно из рис. 2, *a*, интенсивность выделяемого сигнала имеет резкий максимум по полю. Это определяется жесткой связью между E и α (1). В частности, $E = 7$ кВ/см соответствует $\alpha_1, \alpha_2 = -20, 70^\circ$, при этом продифрагировавший луч не гасится поляризатором, а практически полностью переходит в сигнал.

Две кривые, приведенные на рис. 2, *a*, отличаются друг от друга вследствие явления энергообмена, направление которого в данном случае определяется поляризацией [1]. Однако в области максимума, где роль энергообмена невелика из-за анизотропного характера дифракции, кривые практически совпадают.

Роль энергообмена в данной схеме записи—считывания показана поляризационными зависимостями, снятыми при выполнении условия (3) (рис. 2, *b*). В областях максимального энергообмена ($\alpha \approx \pm 45^\circ$) выделенный сигнал оказывается наиболее слабым, так как там поляризации записывающих и продифрагировавших лучей почти полностью совпадают, и гасятся выходным поляризатором.

Приведенные результаты показывают, что ФРК со структурой силленита допускают применение метода поляризационного выделения изображения не только при диффузионной записи голограмм, но также и при значительно более эффективной записи во внешнем электрическом поле.

Литература

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 269 с.
- [2] Marrakchi O., Huignard J. P., Herriau J. P. // Opt. Commun. 1980. Vol. 34. N 1. P. 15—18.
- [3] Камшилин А. А., Петров М. Б. А. С. СССР № 1208474. БИ. 1986. № 4.
- [4] Petrov M. P., Miridonov S. V., Stepanov S. I., Kulikov V. V. // Opt. Commun. 1979. Vol. 31. N 3. P. 301—305.
- [5] Kamshilin A. A., Petrov M. P. // Opt. Commun. 1985. Vol. 53. N 1. P. 23—26.
- [6] Трофимов Г. С., Степанов С. И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 10. С. 615—621.
- [7] Herriau J. P., Huignard J. P., Auborg P. // Appl. Opt. 1978. Vol. 17. N 12. P. 1851—1852.
- [8] Камшилин А. А., Куликов В. В., Митева М. Г. и др. А. С. НРБ № 34999. БИ НРБ. 1984. № 1.

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

Поступило в Редакцию
4 апреля 1988 г.

ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ПОСЛОЙНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЫ

В. А. Киреев, И. И. Разгонов

При возбуждении твердого тела электронным пучком излучение катодолюминесценции выходит из образца со слоя, толщина которого определяется проецированной длиной пробега электронов пучка, диффузией рождаемых пучком электроно-дырочных пар и коэффициентом поглощения света материалом на данной длине волны. При ускоряющих напряжениях порядка нескольких десятков киловольт толщина этого слоя может достигать десятка микро-