

05; 07

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ В ОРТОГОНАЛЬНЫХ ЛУЧАХ В КРИСТАЛЛАХ ТИТАНОСИЛЛЕНИТА

А. А. Камшилин, С. В. Миридонов, М. Г. Митева, Е. В. Мокрушина

Экспериментально показана возможность записи и одновременного считывания объемных голограмм в кристаллах титаносилленита $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при ортогональном распространении записывающих голограмму лучей. Обсуждаются особенности формирования и восстановления объемных голограмм в ортогонально распространяющихся лучах.

Хорошо известно [1, 2], что фоторефрактивные кристаллы со структурой силленита являются одними из перспективных голографических материалов, допускающих реверсивную динамическую запись информации с практически неограниченной циклическостью. Это дает возможность успешно использовать данные материалы в голографических интерферометрах, работающих в реальном времени [2, 3]. Одной из наиболее удачных схем голографических интерферометров на фоторефрактивных кристаллах является схема одновременной записи и считывания голограмм с использованием анизотропной дифракции [3, 4]. Данная схема является двухлучевой, в ней отсутствует считывающий голограмму луч (его функции выполняет опорный луч), а разделение прошедшего объектного луча осуществляется поляризационно вследствие ортогональной поляризации этих лучей. Преимущества и особенности такой схемы обсуждались в работе [3] на примере голографической записи в кристаллах силикосилленита $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и титаносилленита $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ светом аргонового лазера на длине волны 0.515 мкм. Там же были показаны достоинства $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ как голографического записывающего материала, вытекающие из его меньшей удельной оптической активности и немного более высоких электрооптических коэффициентов.

В данной работе мы приводим экспериментальные результаты, полученные при исследовании голографической записи в кристаллах титаносилленита светом гелий-неонового лазера с длиной волны 0.63 мкм.

Наиболее эффективное разделение по поляризации продифрагировавшего и прошедшего лучей в схеме с одновременным считыванием голограмм с помощью анизотропной дифракции происходит в отсутствие внешнего электрического поля, когда как прошедший, так и продифрагировавший лучи остаются линейно поляризованными, как и на входе в кристалл [4]. Это означает, что запись голограмм в кристаллах осуществляется за счет диффузии фотовозбужденных носителей заряда, а при диффузии дифракционная эффективность голограммы тем выше, чем выше пространственная частота [5]. При использовании кристалла в устройствах голографической интерферометрии в качестве регистрирующей среды важную роль играют шумы, которые в основном представляют собой рассеяние света опорного луча на случайных неоднородностях материала в направлении распространения объектного луча. Минимальное рассеяние при прохождении света через кристалл наблюдается под углом 90° , поэтому мы выбрали схему записи голограммы с ортогональных граней, учитывая, что при этом

несущая пространственная частота голограммы f_H будет высокой вследствие большого показателя преломления n_0 титаносилленита

$$f_H = \frac{2n_0}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны записывающего света, θ — угол между опорным и объектным лучами.

На длине волны гелий-неонового лазера ($\lambda=0.63$ мкм) показатель преломления титаносилленита равен 2.53. Следовательно, пространственная частота голограммы, записываемой ортогонально распространяющимися световыми волнами, будет составлять 5680 лин/мм.

Схема голографического эксперимента приведена на рис. 1. Записывающие лучи попадают в кристалл с ортогональными гранями, в объеме кристалла также распространяются ортогонально, интерферируют в области взаимного пересечения и формируют голографическую решетку в объеме кристалла. Вектор

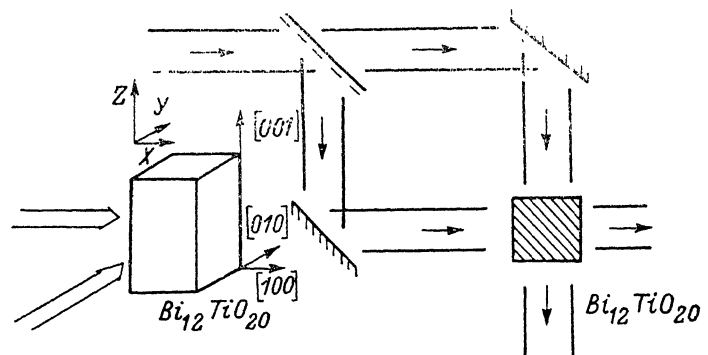


Рис. 1. Схема голографического эксперимента и ориентация фоторефрактивного кристалла титаносилленита.

голографической решетки при такой геометрии записи направлен по диагонали квадрата сечения кристалла плоскостью записывающих лучей. Хорошо известно [6], что в кристаллах со структурой силленита эффективная дифракция света наблюдается в том случае, когда вектор голографической решетки направлен вдоль кристаллографической оси $[1\bar{1}0]$ или $[110]$. Поэтому для проведения экспериментов мы выбрали образец монокристалла $Bi_{12}TiO_{20}$ в виде параллелепипеда, ограниченного кристаллографическими плоскостями $[001]$, $[010]$, $[100]$. Такая кристаллографическая ориентация кристалла существенно отличается от обычно используемой для голографической записи [2, 3, 6]. Пусть объектный луч распространяется вдоль оси y , а опорный вдоль оси x (рис. 1). Тогда вектор интерференционной решетки, образованной записывающими лучами, будет направлен вдоль оси $[110]$. Следовательно, аналогичное направление будет иметь и вектор электрического поля, образованного перераспределением носителей заряда под действием света. В этом случае тензор добавки к диэлектрической непроницаемости, возникающей вследствие электрооптического эффекта, в кубическом кристалле со структурой силленита, можно записать в следующем виде (в координатных осях x, y, z (рис. 1)):

$$\hat{\delta}_{\varepsilon}^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r\varepsilon_y \\ 0 & 0 & r\varepsilon_x \\ r\varepsilon_y & r\varepsilon_x & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Здесь ε_x и ε_y — составляющие амплитуды наведенного электрического поля голограммы, r — электрооптический коэффициент. При записи голограммы ортогональными лучами $\varepsilon_x = -\varepsilon_y = \varepsilon_0/\sqrt{2}$.

Дифракционная эффективность объемной голограммы, записанной в анизотропном кристалле, будет пропорциональна [7] произведению

$$(\mathbf{E}_{01} \hat{\delta}_{\varepsilon}^{-1} \mathbf{E}_{02}), \quad (3)$$

где E_{01} и E_{02} — нормированные векторы высокочастотного электрического поля считывающей и продифрагировавшей световых волн соответственно.

В случае, когда считывающая волна распространяется по направлению x , а продифрагировавшая по направлению y , E_{01} и E_{02} выражаются в виде

$$E_{01} \begin{pmatrix} 0 \\ E_{1y} \\ E_{1z} \end{pmatrix}, \quad E_{02} = \begin{pmatrix} E_{2x} \\ 0 \\ E_{2z} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

а произведение (3) с учетом (2) преобразуется в

$$\eta \sim \frac{r\delta_0}{\sqrt{2}} (-E_{2x}E_{1z} + E_{2z}E_{1y}). \quad (5)$$

Таким образом, в данной геометрии возможна только дифракция с поворотом плоскости поляризации, т. е. луч, поляризованный вдоль направления оси z ($E_{1y}=0$), дифрагирует в луч, поляризованный вдоль оси x , а луч, поляризованный вдоль оси y , дифрагирует в луч, поляризованный вдоль оси z . Аналогичным образом осуществляется дифракция света и при записи голограммы лучами с одной грани в случае, когда вектор голографической решетки направлен вдоль оси $[1\bar{1}0]$ [8]. Однако влияние оптической активности кристалла сказывается на поляризационные свойства восстановленного луча гораздо сильнее в случае записи голограммы с ортогональных граней. В данной геометрии голографической записи наблюдается зависимость направления поляризации восстановленного с голограммы изображения от геометрической точки этого изображения. Это является следствием того факта, что при дифракции света под углом 90° на голограммах в оптически активных кристаллах оптическая длина пути (средняя) луча, восстанавливающего изображение с ближнего к освещаемой грани края, оказывается меньше оптической длины пути луча, восстанавливающего изображение с дальнего края. Следовательно, данное явление может оказать существенное влияние при использовании анализатора для поляризационной развязки прошедшего и продифрагировавшего лучей, поскольку при большом общем вращении плоскости поляризации сильно промодулирует восстановленное изображение по интенсивности. Однако в наших экспериментах образцы титаносилленита вращали плоскость поляризации на 30° для красного света ($\lambda=0.63$ мкм), что не приводило к существенной модуляции интенсивности выделенного изображения.

Экспериментальные исследования осуществлялись на образцах монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, выращенных по методу Чохральского и ориентированных, как показано на рис. 1. Размеры образцов составляли $4 \times 4 \times 10$ мм³. Для записи голограмм использовался гелий-неоновый лазер, генерировавший световое излучение мощностью 10 мВт. Луч делился таким образом, чтобы соотношение опорного и объектного лучей на кристалле было много больше единицы (это соответствует реальному соотношению лучей в голографических интерферометрах при исследовании слабоотражающих диффузно рассеивающих свет объектов). Непосредственно перед кристаллом находились пленочные поляризаторы (в опорном и объектном лучах), которые задавали направление линейной поляризации. Интенсивность опорного луча, падающего на кристалл, составляла 3 мВт/см². При такой интенсивности время выхода голограммы на ее стационарное значение составило 20 с. Такое же время соответствовало процессу оптического стирания, когда объектный луч перекрывался и наблюдалась дифракция считывающего луча на записанной голограмме с одновременным стиранием голограммы.

На рис. 2 показана экспериментальная зависимость направления поляризации восстановленного с голограммы изображения в центре кристалла от направления поляризации считывающего луча. При считывании голограммы лучом, направление поляризации которого составляет угол $+10^\circ$ с осью $[001]$, продифрагировавший луч имеет поляризацию, ортогональную поляризации прошедшего в этом направлении объектного луча. Следовательно, данная ори-

ентация направления поляризации записывающих лучей является оптимальной для организации схемы одновременной записи и считывания голограмм.

Этот вывод подтверждается экспериментальными измерениями интенсивности восстановленного с голограммы изображения, выделенного с помощью анализатора при самодифракции записывающих лучей, в зависимости от направления их поляризации (рис. 3). Как видно, максимальная интенсивность восстановленного изображения наблюдается в случае, когда направления поляризации записывающих лучей имеют одинаковый угол с осью [001] кристалла, равный $+10^\circ$.

Значительное уменьшение интенсивности восстановленного изображения при изменении поляризации записывающих волн объясняется тем фактом, что при записи в ортогональных лучах видность полос интерференционной картины зависит от поляризации записывающих лучей. Действительно, в случае записи

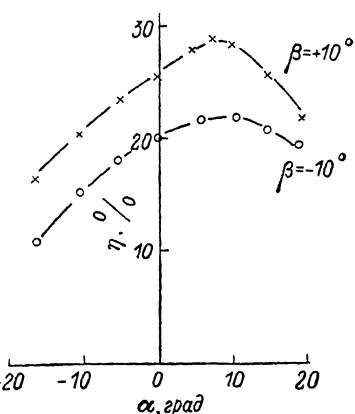
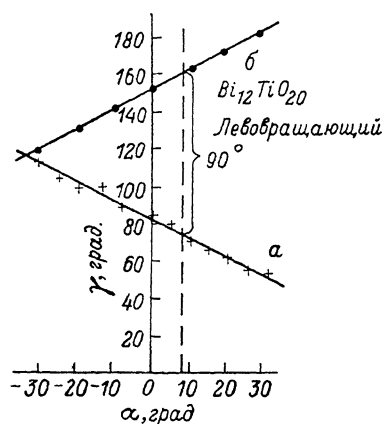


Рис. 2. Зависимость направления поляризации продифрагировавшего на голограмме луча (a) и прошедшего через кристалл объектного луча (b) от направления поляризации считываемого (a) и падающего на кристалл объектного (b) лучей. Углы отсчитываются от оси z .

$$\lambda = 0.63 \text{ мкм}, f_H = 5680 \text{ лин/мм.}$$

Рис. 3. Зависимость отношения интенсивности восстановленного с голограммы изображения к интенсивности прошедшего через кристалл объектного луча от направления поляризации опорного луча. β — угол между осью z и направлением поляризации объектного луча.

голограммы лучами, линейно поляризованными в плоскости падения ($E_{1z} = E_{2z} = 0$), эти лучи не будут интерферировать по интенсивности в силу ортогональности поляризации. Отметим, что оптическая активность кристалла в данной геометрии записи приводит к интерференции световых волн в кристалле, даже если они исходно ортогонально поляризованы. Другими словами, видность полос при изменении поляризации уменьшается по сравнению со случаем поляризации вдоль оси z , но никогда не становится нулевой.

На рис. 3 по оси ординат отложено отношение интенсивности восстановленного с голограммы изображения к интенсивности прошедшего через кристалл объектного луча. В максимуме эта величина достигает значения 30 %. Аналогичное отношение, измеренное при записи и одновременном считывании голограммы в кристалле толщиной 8 мм на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм с несущей пространственной частотой 1000 лин/мм по обычной схеме записи с одной грани [3], составляло в максимуме 13 %.

Таким образом, в работе показана возможность записи и одновременного считывания объемных голограмм в кристаллах со структурой силленита при ортогональном распространении записывающих лучей. Показано, что эффективность таких голограмм оказывается выше, чем записываемых по обычной схеме. Данная геометрия записи может быть успешно применена при разработке голографических интерферометров на фоторефрактивных кристаллах с использованием маломощных гелий-неоновых лазеров.

Литература

- [1] *Huignard J. P., Micheron F.* // Appl. Phys. Let. 1976. Vol. 29. N 9. P. 591—593.
- [2] *Huignard J. P., Herriau J. P.* // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. N 7. P. 1807—1809.
- [3] *Kamshilin A. A., Petrov M. P.* // Opt. Commun. 1895. Vol. 53. N 1. P. 23—26.
- [4] *Камшилин А. А., Петров М. П.* // А. с. 1208474. БИ. 1986. № 4.
- [5] *Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 270 с.
- [6] *Marrakchi A., Huignard J. P.* // Appl. Phys. 1981. Vol. 24. N 1. P. 131—138.
- [7] *Степанов С. И., Петров М. П., Камшилин А. П.* // Письма в ЖФТ. 1977. Т. 3. № 17. С. 849—854.
- [8] *Petrov M. P., Miridonov S. V., Stepanov S. I., Kulikov V. V.* // Opt. Commun. 1979. Vol. 31. N 3. P. 301—305.

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

Поступило в Редакцию
6 июля 1987 г.