

АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ФОТОРЕФРАКТИВНОГО КРИСТАЛЛА

Б.Я.Зельдович, П.Н.Ильиных, С.А.Подошведов
Челябинский государственный технический университет
454080 Челябинск, Россия

Поступила в редакцию 19 мая 1995 г.

Две волны, одна из которых отражается от движущегося объекта и сдвинута по частоте, интерферируют в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Непрерывная зависимость амплитуды записываемой голограммы от разности частот взаимодействующих волн получена в диапазоне от 0 до 110 Гц.

Голографическая запись в нестационарных условиях подробно рассматривалась в работах [1, 2]. В [2] было показано, что можно записать статическую голограмму в фоторефрактивном кристалле (ФРК) даже в случае, когда частота волны $E_s \exp\{-i\omega_s t + ik_{sr}r\}$, отраженной от объекта, отличается от частоты опорной волны $E_r \exp\{-i\omega_r t + ik_{rr}r\}$ на величину $\delta\omega = \omega_s - \omega_r$, превосходящую обратное время записи τ_{ec} ($\delta\omega > \tau_{ec}^{-1}$). Одним из необходимых условий является совпадение (или кратность) разности частот интерферирующих волн с частотой переменного поля на кристалле.

Процесс записи можно представить следующим образом. Интерференционная картина (ИК), образованная сигнальной и опорной волной, освещает ФРК (рис.1). Электроны, генерируемые в зону проводимости, дрейфуют под действием внешнего поля, и это приводит к возникновению в кристалле фототока $j(r, t)$. Величина его зависит от контраста ИК и амплитуды приложенного поля. За запись статической голограммы отвечает та компонента фототока, которая не исчезает при усреднении по времени и неоднородна по пространству $\sim \exp\{iqr\}$ (q – волновой вектор решетки). Если разность частот интерферирующих волн совпадает с частотой поля на кристалле $\delta\omega = \Omega$, то она имеет вид

$$j \sim E_s \exp\{-i\omega t\} E_r^* \exp\{i(\omega + \delta\omega)t\} E_0 \exp\{-i\Omega t\} = (E_s E_r^*) E_0. \quad (1)$$

Кроме того, в случае малых дрейфовых длин электронов по сравнению с периодом ИК возможен эффективный отклик кристалла, если разность частот интерферирующих волн кратна частоте приложенного поля: $\delta\omega = k\Omega$. Запись голограммы в этом случае происходит за счет компоненты фототока

$$j \sim E_s E_r^* \exp\{i\delta\omega t\} (E_0 \exp\{-i\Omega t\})^2 = (E_s E_r^*) E_0^2. \quad (2)$$

Дальнейшие исследования показали, что в двухчастотном электрическом поле вида $E(t) = E_1 \cos(\Omega_1 t) + E_2 \cos(\Omega_2 t)$ можно записать ИК, бегущую как на суммарной, так и на разностной частоте $\delta\omega = \Omega_1 \pm \Omega_2$ [3]. В принципе это невырожденный по полю предыдущий случай, и соответствующие не исчезающие компоненты фототока имеют вид

$$j \sim E_s E_r^* \exp\{i\delta\omega t\} E_1 \exp\{-i\Omega_1 t\} E_2 \exp\{-i\Omega_2 t\} = (E_s E_r^*) E_1 E_2, \quad (3)$$

$$j \sim (E_s E_r^*) E_1 E_2. \quad (4)$$

Таким образом, если к кристаллу приложить двухчастотное электрическое поле, то в нем можно записать движущиеся объекты, при отражении от

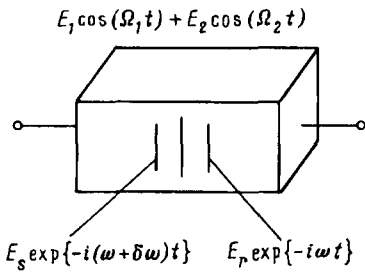


Рис.1. Схема эксперимента

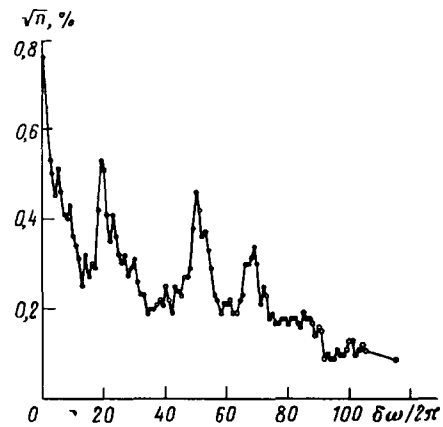


Рис.2. Зависимость дифракционной эффективности $\eta^{1/2}$ от частоты сдвига $\delta\omega$

которых частота падающей волны сдвигается, соответственно, на величину $\delta\omega = \Omega_1, \Omega_2, \Omega_1 \pm \Omega_2, 2\Omega_1, 2\Omega_2$.

Отметим, что при отстройке частоты сдвига $\delta\Omega$ от "резонансного" значения $\delta\omega$ амплитуда голографической решетки падает не сразу до нуля. В случае экспоненциальной релаксации поля пространственного заряда $\sim \exp\{-t/\tau_{sc}\}$ уменьшение амплитуды голограммы имеет функциональную зависимость $\sim 1/(1 + \tau_{sc}^2 \delta\Omega^2)$. Ширина кривой спадания зависит от времени формирования голограммы, и при $\delta\Omega = \tau_{sc}^{-1}$ амплитуда голограммы уменьшится вдвое.

В рассматриваемых процессах время формирования голограммы незначительно отличается от времени максвелловской релаксации $\tau_M = \epsilon^{st} \epsilon_0 / \sigma_0$, где $\epsilon^{st} \epsilon_0$ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, σ_0 – его средняя проводимость. В пренебрежении темновой проводимостью кристалла для σ_0 имеем [4]

$$\sigma_0 \approx e\mu\tau \frac{\alpha\beta I_0}{\hbar\omega}. \quad (5)$$

Здесь e – заряд электрона; μ , τ – подвижность и время жизни электрона в зоне проводимости, α – коэффициент оптического поглощения кристалла, β – квантовый выход, $\hbar\omega$ – энергия поглощенного фотона, I_0 – средняя интенсивность света.

Оценим время максвелловской релаксации для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО). Характерные значения при освещении его красным светом ($\lambda = 633 \text{ нм}$) следующие: $\alpha \sim 0,4 - 0,6 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon = 47$, $\mu\tau = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$. В результате получим, что $\tau_M(\text{с}) \approx 1/I_0 (\text{мВт}/\text{см}^2)$. При интенсивности света порядка $50 \text{ мВт}/\text{см}^2$ $\tau_M \approx 0,02 \text{ с}$. Соответственно амплитуда голограммы уменьшится вдвое при отстройке частоты от "резонансной" в $\delta\Omega = 50 \text{ с}^{-1}$.

Итак, реально получить непрерывную зависимость амплитуды голограммы от разности частот интерферирующих волн.

Схема эксперимента приведена на рис.1. Луч He-Ne-лазера ($\lambda = 633 \text{ нм}$ и $P = 6 \text{ мВт}$) делился на два пучка. Один пучок отражался от движущегося пьезозеркала, на которое подавалось пилообразное напряжение с крутым задним фронтом. Частота напряжения на пьезозеркале изменялась в диапазоне от 0 до 110 Гц. Второй пучок непосредственно заводился в кристалл

ВТО, где, интерферируя с первым, образовывал бегущую интерференционную картину с контрастом $m = 0,3$. Волновой вектор решетки $q = 6000 \text{ см}^{-1}$ был направлен вдоль оси кристалла 110. В том же направлении прикладывалось и электрическое поле $E(t) = E_1 \cos(\Omega_1 t) + E_2 \cos(\Omega_2 t)$. Амплитуды E_1 и E_2 были равны и составляли 5 кВ/см, частоты, соответственно, были $\Omega_1 = 2\pi \cdot 19 \text{ Гц}$ и $\Omega_2 = 2\pi \cdot 50 \text{ Гц}$. Поляризации взаимодействующих волн были направлены под углом 45° к плоскости падения в середине кристалла, что оптимально для данной геометрии эксперимента. Дифракционная эффективность определялась при считывании голограммы опорным пучком, сигнальный пучок при этом перекрывался. Зависимость дифракционной эффективности голограммы $\eta^{1/2}$ от частоты сдвига $\delta\omega$ приведена на рис.2.

Работа была выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант МММ 000).

-
1. С.И.Степанов, *Оптическая голография с записью в трехмерных средах*, под ред. Ю.Н.Денисюка, Л.: Наука, 1986, с. 17.
 2. А.В.Дугин, Б.Я.Зельдович, П.Н.Ильиных, О.П.Нестеркин, *ЖЭТФ* **102**, 1469 (1992).
 3. Б.Я.Зельдович, П.Н.Ильиных, *Запись бегущей интерференционной картины в двухчастотном поле на кристалле*, направлена в печать.
 4. М.П.Петров, С.И.Степанов, А.В.Хоменко, *Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации*, Л.: Наука, 1983.