

01;06.3;07

©1995

ДВУХ- И ТРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ МОДУЛЯТОРЕ СВЕТА “ПРИЗ”

В.М.Петров, М.П.Петров

Двухволновое взаимодействие исследовано к настоящему времени во многих фоторефрактивных кристаллах [1]. При этом изучается “перекачка” энергии или фазы от одного из записывающих голограмму лучей в первый дифракционный порядок второго записывающего луча. Известные до сих пор исследования двухволнового взаимодействия в фоторефрактивных средах проводились в основном для объемных голограмм. В настоящей работе проведено исследование двухволнового взаимодействия в пространственном модуляторе света “ПРИЗ” [1], в котором для достаточно широкого спектра пространственных частот записываемые голограммы являются тонкими. При этом впервые обнаружено и проанализировано двухволновое и трехволновое взаимодействие между лучами первого и второго порядка дифракции, а также показана важная роль наведенного двулучепреломления для двухволнового взаимодействия при дифракции света с поворотом плоскости поляризации. Экспериментально показано, что в структуре типа “ПРИЗ” достигается относительно высокое эффективное двухволновое взаимодействие за счет больших внутренних полей.

Модулятор “ПРИЗ” представляет собой тонкую пластину фоторефрактивного кристалла с нанесенными на переднюю и заднюю грань электродами, к которым подается напряжение. Вследствие малой толщины пластины приложенное электрическое поле в кристалле достигает десятков киловольт на сантиметр при умеренном внешнем приложенном напряжении порядка 1–2 кВ. В настоящей работе использована наклонная (несимметричная) геометрия эксперимента (рис. 1), благодаря чему обеспечивается дрейфовый механизм записи голограмм с эффективным приложенным полем

$$E_{0\text{эф}} = E_0 \cos \psi \approx \frac{U}{d} \cos \psi, \quad (1)$$

где U — приложенное напряжение, d — толщина кристалла ($d = 0.5$ мм), ψ — угол между приложенным полем E и

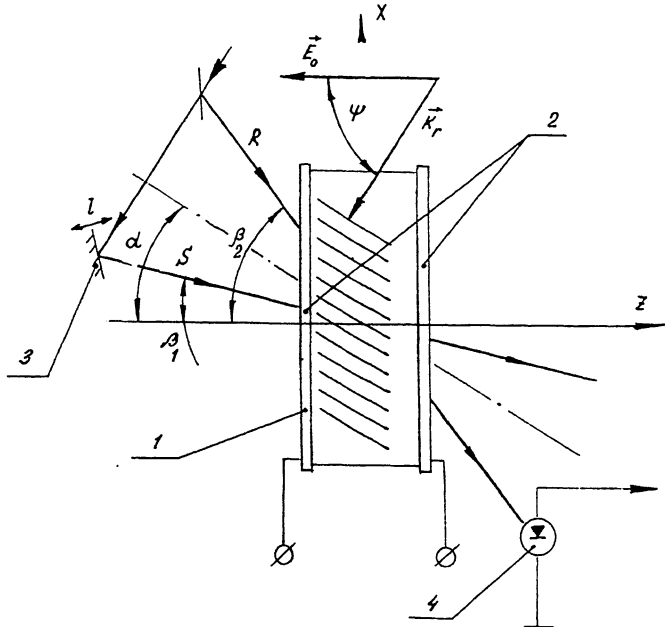


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — пластина кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$; 2 — прозрачные электроды, 3 — зеркало на мембране, 4 — фотоприемник (ФЭУ).

направлением волнового вектора записываемой голографической решетки \vec{K}_r . Как известно [1], постоянное поле в кристалле является неоднородным, поэтому соотношение (1) — приближенным. На эксперименте максимальное значение U достигает 1.6 кВ.

Схема установки для наблюдения двухволнового взаимодействия показана на рис. 1. Установка представляет собой интерферометр, в одном из плеч которого находится зеркало на вибрирующей мембране телефонного наушника. Источником излучения служил He-Ne лазер ($\lambda = 0.63$ мкм, $P \approx 7$ мВт). Для измерений использовались модуляторы, изготовленные из $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (срез (110)) и из $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (срез (111)). Все экспериментальные данные качественно соответствуют интерпретации, приведенной ниже. Но в настоящей статье мы приводим только результаты, полученные для модуляторов на основе BSO, когда входная поляризация света параллельна оси кристалла $\langle 001 \rangle$ и волновой вектор голограммы \vec{K}_r лежит в плоскости, перпендикулярной этой оси. Измерения проводились в стационарном режиме.

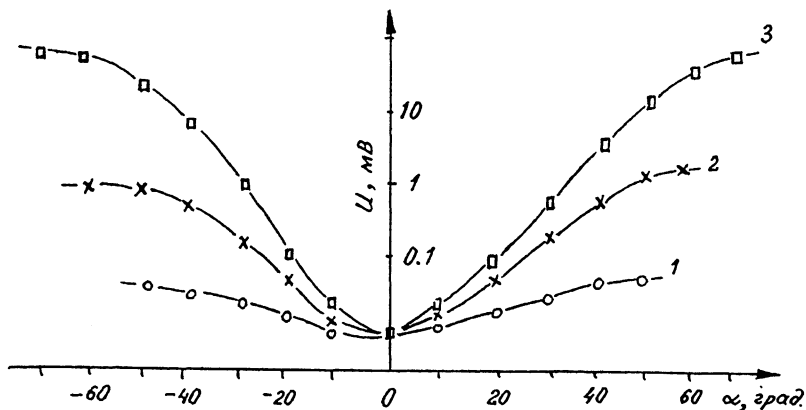


Рис. 2. Зависимость выходного сигнала на первой гармонике от угла α . 1 — $\nu = 1100$ лин/мм; 2 — $\nu = 280$ лин/мм; 3 — $\nu = 110$ лин/мм.

Фотоприемник устанавливался так, что регистрировал или суперпозицию первого порядка дифракции луча S и нулевого порядка луча R или суперпозицию первого порядка луча R и второго порядка луча S . Регистрировалась переменная составляющая сигнала на первой (720 Гц, U_1) и второй (1440 Гц, U_2) гармониках колебаний зеркала Ω . Все графические данные относятся к взаимодействию нулевого и первого порядков дифракции R и S лучей.

На рис. 2 показана зависимость выходного сигнала U_1 от угла α для различных пространственных частот и при ориентации оси поляризатора под углом 45° к оси $\langle 001 \rangle$. Сигнал U_2 приблизительно на порядок меньше и мог наблюдаться и в отсутствие выходного поляризатора. Заметим, что при изменении α от 0 до 70° угол ψ внутри кристалла изменяется от 90 до 68° . На рис. 3 показана зависимость U_1 и U_2 от пространственной частоты ν при $\alpha = 20^\circ$. Здесь

$$\nu = \frac{\sin \beta_1 - \sin \beta_2}{\lambda} = \frac{K_{gx}}{2\pi}, \quad (2)$$

где K_{gx} — проекция K_g на ось X . Для $\nu < 200$ лин/мм наблюдались высшие порядки дифракции, которые могут указывать на то, во-первых, что голограмма стала тонкой, а не объемной, а во-вторых, что существенными становятся нелинейные эффекты [2], приводящие к появлению решеток с частотами, кратными основной $K_g/2\pi$. Более подробный анализ данных показал, что существенными являются оба фактора. Измерения сигнала в направлении, где распространяются первый порядок одного луча (например, R),

второй порядок другого луча (S) и первый порядок этого же луча S , но для удвоенной пространственной частоты (за счет нелинейности), показали, что регистрируется сигнал как на первой, так и на второй гармониках колебаний зеркала. Подобное наблюдение, насколько нам известно, выполнено впервые, и оно однозначно указывает на двухволновое взаимодействие между дифрагированными лучами высоких (1 и 2) порядков дифракции. Заметим, что устойчивость сигнала для высших порядков была существенно хуже, чем при взаимодействии первого и нулевого порядков.

Экспериментально было также установлено, что все лучи на выходе (нулевого и более высоких порядков) становились эллиптически поляризованными, а степень эллиптичности, т. е. отношение длин осей эллипса, которое можно характеризовать величиной $\operatorname{tg} \varphi_0$, была пропорциональна внешнему полю и углу α . Появление эллиптичности за счет поперечного электрооптического эффекта вполне понятно при наклонном падении лучей S и R , а также при учете естественной оптической активности в кристаллах BSO.

Анализ наблюдаемых эффектов может быть проведен стандартным методом [3,4]. В результате имеем следующие соотношения для сигнала на фотоприемнике:

$$U = U_0 + CI_\Omega + CI_{2\Omega}. \quad (3)$$

Здесь U_0 — постоянная составляющая, C — коэффициент, определяющий чувствительность фотоприемника. Приведем соотношения для конкретных частных случаев.

1. Взаимодействие нулевого и первого порядков дифракции:

а) без поляризатора на выходе

$$I_\Omega = 0, \quad (4)$$

$$I_{2\Omega} = -4\sqrt{I_R I_S \eta_0} J_0(\theta_0) J_2(\theta_0) \sin 2\varphi_0 \cos 2\Omega t,$$

где I_R, I_S — интенсивность R и S лучей; η_0 — дифракционная эффективность при покоящемся зеркале; J_0, J_2 — функции Бесселя нулевого и первого порядков; θ_0 — амплитуда фазовой модуляции за счет колебаний зеркала,

$$\theta_0 = (4\pi l \cos \xi) / 2\lambda, \quad (5)$$

ξ — угол падения луча на зеркало, l — амплитуда колебаний зеркала;

б) с поляризатором, установленным под углом $90^\circ \gamma$ к оси $\langle 001 \rangle$:

$$I_\Omega = 2\sqrt{I_R I_S \eta_0} J_0(\theta_0) J_1(\theta_0) \sin 2\gamma \cos \Omega t,$$

$$I_{2\Omega} = -2\sqrt{I_R I_S \eta_0} J_0(\theta_0) J_2(\theta_0) \sin 2\varphi_0 \cos 2\Omega t. \quad (6)$$

2. Трехволновое взаимодействие первого порядка дифракции луча R , второго порядка луча S и первого нелинейного порядка от удвоенной пространственной частоты луча S :

а) без поляризатора на выходе

$$I_{\Omega} = -4\sqrt{I_R I_S \eta_0} \sqrt{\eta_{NL}} \sin(\delta(t)) J_0(\theta_0) J_1(\theta_0) \cos \Omega t,$$

$$I_{2\Omega} = -4\sqrt{I_R I_S \eta_0} \left\{ \sqrt{\eta_{NL}} \cos(\delta(t)) - \sqrt{\eta_2} \sin 2\varphi_0 \right\} \times \\ \times J_0(\theta_0) J_2(\theta_0) \cos 2\Omega t, \quad (7)$$

здесь η_{NL} — дифракционная эффективность за счет “нелинейной” решетки, η_2 — дифракционная эффективность для дифракции второго порядка, $\delta(t)$ — фазовый сдвиг между “линейной” и “нелинейной” решетками. Этот сдвиг возникает при случайном смещении интерференционной картины, в результате чего прежняя решетка стирается и записывается новая. Именно этот фазовый сдвиг ухудшает устойчивость сигнала при взаимодействии высших порядков;

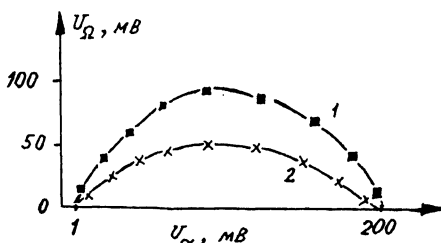
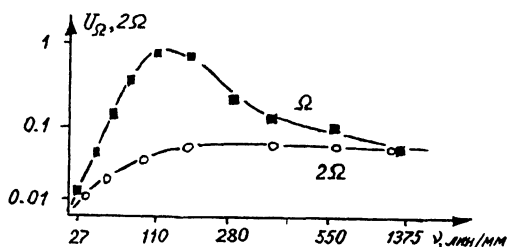


Рис. 3. Зависимость выходного сигнала: а — на первой и второй гармониках (Ω , 2Ω) от пространственной частоты ν ; б — от переменного напряжения U_{\sim} , прикладываемого к мембране наушника, 1 — $U = 1.6$ кВ; 2 — $U = 1.2$ кВ.

б) с поляризатором на выходе

$$I_{\Omega} = -2\sqrt{I_R I_S \eta_0} \times$$

$$\times \left\{ \sqrt{\eta_{NL}} \left[(1 + \cos 2(\varphi_0 - \gamma) + \cos 2(\varphi_0 + \gamma)) \sin(\delta(t)) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sin 2\varphi_0 \sin 2\gamma \cos(\delta(t)) \right] - \sqrt{\eta_2} \sin 2\gamma \right\} J_0(\theta_0) J_1(\theta_0) \cos \Omega t, \quad (8)$$

$$I_{2\Omega} = -2\sqrt{I_R I_S \eta_0} \times$$

$$\times \left\{ \sqrt{\eta_{NL}} \left[(1 + \cos 2(\varphi_0 - \gamma) + \cos 2(\varphi_0 + \gamma)) \cos(\delta(t)) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sin 2\varphi_0 \sin 2\gamma \sin(\delta(t)) - \sqrt{\eta_2} \sin 2\varphi_0 \right] \right\} J_0(\theta_0) J_2(\theta_0) \cos 2\Omega t.$$

Приведенные соотношения находятся в разумном согласии с экспериментальными данными, когда $\eta_0 \sim 1\%$, $\varphi_0 \sim 10-20^\circ$, $\eta_{NL} \sim \eta_2 \sim 0.1\%$.

Из экспериментальных данных рис. 3, а и формул (5) и (6) можно определить, что минимально регистрируемая амплитуда колебаний зеркала составляла 3–5 Å. Потенциально чувствительность подобной схемы может быть $10^{-1} - 10^{-2}$ Å.

Настоящая работа выполнена в соответствии с программой исследований по гранту НАТО НТЕСН. LG940931.

Список литературы

- [1] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992. 320 с.
- [2] Шлягин М.Г., Хоменко А.В., Брыксин В.В. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 1. С. 119–126.
- [3] Hall T.J., Fiddy M.A., Net M.S. // Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 485–487.
- [4] Степанов С.И. // Оптическая голография с записью в трехмерных средах / Под ред. Ю.Н. Денисюка. Л.: Наука, 1989. С. 64–74.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
1 марта 1995 г.