

Об.3.

НЕВЫРОЖДЕННОЕ ДВУХВОЛНОВОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ
КРИСТАЛЛЕ $Bi_{12}TiO_{20}$ Б.Я. З е л ь д о в и ч, П.Н. И п ь н ы х,
О.П. Н е с т е р к и н

Эффективность традиционного способа записи голограмм в фото-рефрактивных кристаллах (ФРК) [1, 2] существенно снижается, если разность частот между сигнальной и опорной волной Ω превосходит обратное время записи τ_0^{-1} . Происходит это из-за того, что голограмма не успевает перезаписываться в процессе движения интерференционной картины по объему кристалла со скоростью Ωq^{-1} . Здесь q - пространственная частота интерференционной картины.

Исключением является случай записи во внешнем постоянном поле E_0 при большой дрейфовой длине фотоэлектронов, $E_0 > E_{\tau}$, где $E_{\tau} = (q\mu\tau)^{-1}$, μ - подвижность электронов в кристалле, τ - время жизни фотоэлектронов в зоне проводимости. По физическому смыслу E_{τ} - поле, которое необходимо приложить к кристаллу, чтобы электроны за время жизни дрейфовали на расстояние, равное периоду интерференционной картины. В указанном случае записываемая голограмма представляет собой затухающую волну перезарядки повушек, движущихся противоположно приложенному полю при электронном характере фотопроводимости [1]. Эффективность записи возрастает, если световая интерференционная картина движется синхронно с записываемой голограммой. Этот механизм подробно исследован в [3-4]. Скорость движения, а, следовательно, и разность частот записывающих пучков резонансным образом зависит от интенсивности света и величины приложенного поля. Это создает технические сложности при практической реализации голографических схем, использующих данный механизм. Кроме того, он реализуем лишь в кристаллах с малым дрейфовым полем E_{τ} .

В данной работе исследуется механизм записи голограмм в ФРК разночастотными пучками в переменном поле, свободный от перечисленных недостатков. Разность частот $\Omega \gg \tau_0^{-1}$ совпадает с частотой приложенного поля.

Физическую суть механизма легче всего объяснить для случая $E_{\tau} > E_0$, т.е. для малых дрейфовых длин. В момент максимального поля фотоэлектроны, генерируемые в максимумах интерференционной картины, перзахватываются на левых ее склонах так же, как в случае традиционного дрейфового механизма (рис. 1, а). Через четверть периода, когда механизм интерференционной картины совпадает с максимумом плотности перзахваченных электронов, внешнее поле принимает нулевое значение, предотвращая процесс стира-

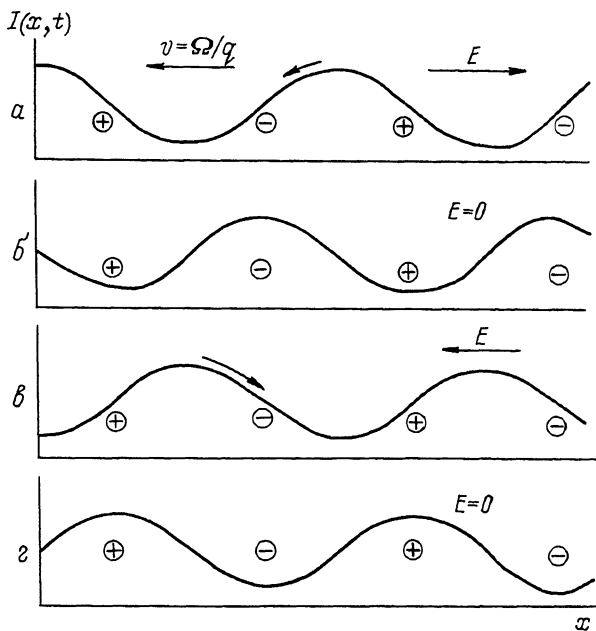


Рис. 1. Качественная картина записи неподвижной голограммы движущейся интерференционной картиной в переменном поле.

ния (рис. 1, б). Еще через четверть периода поле меняет знак, и электроны скапливаются на правых склонах (рис. 1, в), увеличивая тем самым разделение пространственного заряда, созданное в начальной фазе процесса. Через четверть периода (рис. 1, г) поле вновь происходит через ноль, предотвращая стирание созданной решетки плотности объемного заряда. Далее процесс повторяется. Таким образом, движущаяся интерференционная картина в переменном поле формирует неподвижное распределение электрического поля пространственного заряда и, следовательно, неподвижную фазовую голографическую решетку, обусловленную электрооптическим эффектом.

Так как интерференционная картина движется, а записываемая голограммой неподвижна, говорить о фазе голограммы можно лишь по отношению к определенному моменту времени; например, к моменту, когда внешнее поле положительно и максимально по амплитуде, как это сделано в изложении качественной картины явления. Эксперимент проводился в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$ (ВТО), ориентация которого приведена на рис. 2, а. Записывающие пучки ($\lambda = 0,63$ мкм) имели гауссову форму с расходимостью $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Интенсивность опорной волны в центре пятна составляла 10 мВт/см². Для обеспечения оптимального энергообмена [1, 2] поляризации обеих волн были направлены под углом 30° к плоскости падения. Сдвиг частот $\Omega/2\pi = 50$ Гц задавался зеркалом на пьезоподложке

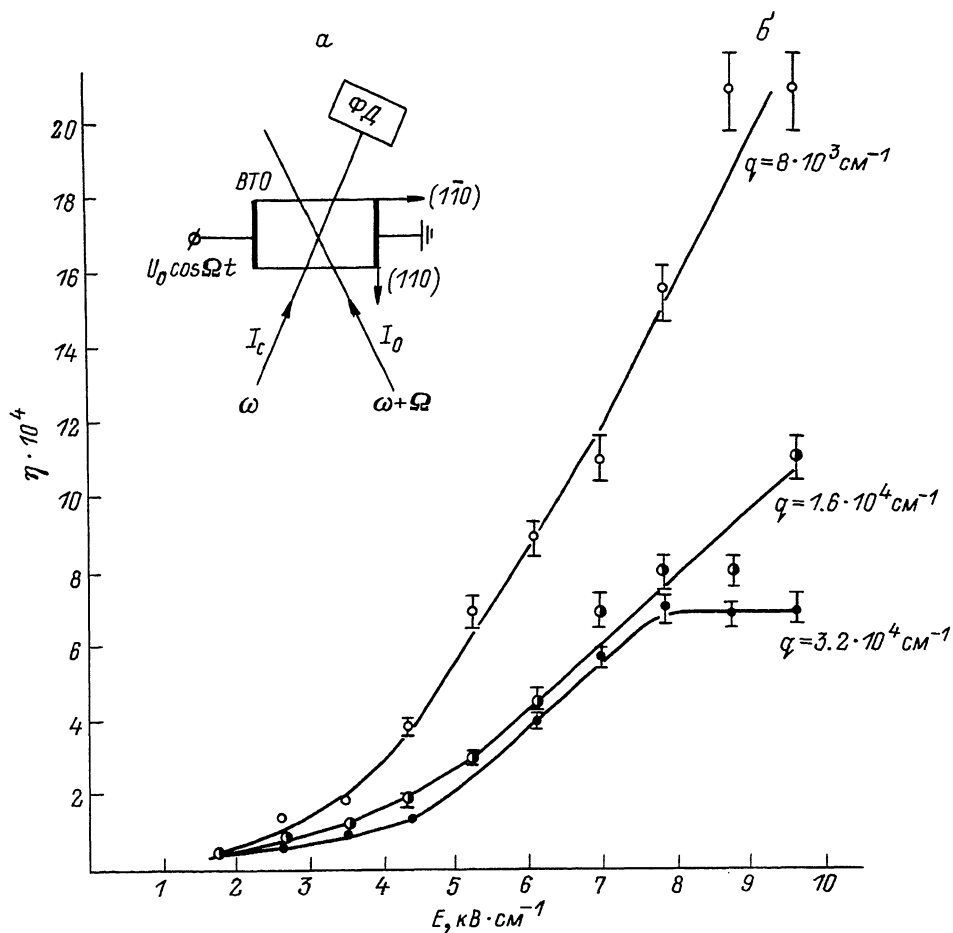


Рис. 2. α - схема эксперимента; I_c - сигнальная волна, I_0 - опорная волна, толщина кристалла 4.5 мм; межэлектродное расстояние 5.8 мм; δ - зависимость дифракционной эффективности от амплитуды внешнего поля E_0 и пространственной частоты q ; $I_c : I_0 = 1.2 \cdot 10^{-2}$.

при подаче на него пилообразного напряжения. Контроль производился при помощи интерферометра Майкельсона и фотодиода. Синусоидальное напряжение с максимальной амплитудой 5 кВ подавалось также на частоте 50 Гц. В эксперименте измерялась интенсивность сигнального пучка, прошедшего через голограмму, либо интенсивность продифрагировавшей части опорного пучка в отсутствие сигнального.

В результате движения интерференционной картины относительно неподвижной голограммы разность фаз между ними изменяется.

Это приводит к появлению переменной составляющей на частоте 50 Гц в интенсивности сигнального пучка из-за знакопеременного энергообмена между записывающими пучками в результате самодифракции [1]. Более подробный анализ показывает (рис. 1, г), что максимальная интенсивность сигнального пучка (сдвиг по фазе $\frac{\pi}{2}$ между голограммой и интерференционной картиной) реализуется в момент смены знака внешнего поля с отрицательного на положительный. Этот вывод подтверждается экспериментально. Отметим, что этот факт является еще одним свидетельством электронного характера фотопроводимости ВТО, а измерение разности фаз между внешним полем и переменной составляющей сигнального пучка может служить способом его определения в ФРК. Время записи-стирания, измеренное при $E_0 = 8.5$ кВ/см, $q = 8 \cdot 10^3$ см⁻¹ и интенсивности опорного пучка 10 мВт/см² составляет 10 с.

Дифракционная эффективность измерялась по дифракции опорного пучка на записанной голограмме в отсутствие сигнальной волны на начальном участке осциллограммы стирания решетки. На рис. 2, б приведены экспериментальные значения дифракционной эффективности η в зависимости от q и E_0 , насыщение зависимости $\eta(E_0)$ при больших значениях q происходит при $E_0 > E_{q_0}$ вследствие насыщения повушечных центров перезахваченными электронами. Величина $E_{q_0} = eNA(\epsilon\epsilon_0 q)^{-1}$ равна максимально возможной амплитуде решетки поля при заданных концентрации повушек N_A , пространственной частоте q и статической диэлектрической проницаемости $\epsilon\epsilon_0$ [1]. Величина N_A , оцененная из экспериментальных зависимостей $\eta(E_0)$, составляет $7 \cdot 10^{15}$ см⁻³, что совпадает по порядку величины с данными [5].

При отстройке частоты сдвига от частоты поля, приложенного к кристаллу, на величину $\Delta\Omega \gg \tau_0^{-1} \approx 0.1$ с⁻¹, эффект не наблюдается. При $\Delta\Omega \lesssim \tau_0^{-1}$ амплитуда энергообмена между пучками снижается по сравнению с $\Delta\Omega = 0$. Кроме того, наблюдаются биения амплитуды с частотой $\Delta\Omega$. Биения, по-видимому, объясняются самодифракцией на суперпозиции двух решеток. Первая, статическая, записывается одночастотными пучками, т.к. в опорной волне всегда есть небольшая примесь несдвинутой по частоте компоненты из-за неидеальной работы пьезозеркала. Вторая решетка записывается разночастотными пучками и при наличии отстройки частоты сдвига от частоты поля на $\Delta\Omega$ движется со скоростью $\Delta\Omega q^{-1}$. Амплитуда суммарной решетки осциллирует с частотой $\Delta\Omega$, что приводит к биению амплитуды энергообмена. Увеличение амплитуды биений в результате увеличения доли несмещенной компоненты (ухудшения линейности пилообразного напряжения) подтверждает высказанную гипотезу.

Полученные экспериментальные факты подтверждают возможность голографической записи в ФРК разночастотными пучками. Предложенный механизм может найти применение в интерферометрии нестационарных объектов. В заключение авторы благодарят сотрудников ФТИ им. А.В. Иоффе Камшилина А.А. и Шлягина М.Г. за изготовление кристалла ВТО.

- [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] Photorefractive Mat. and Their Appl. I. Ed. P.Günter, J.-P. Huignard Springer-Verlag. Berlin: Heidelberg. 1988. P. 295.
- [3] Huignard J.-P., Margraskhi A. // Opt. Comm., 1981. V. 39. N 4. P. 249-254.
- [4] Степанов С.И., Куликов В.В., Петров М.П. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 9. С. 527-531.
- [5] Степанов С.И. Нестационарные механизмы голографической записи в фоторефрактивных кристаллах. В сб.: Оптическая голография с записью в трехмерных средах. Ред. Ю.Н. Денисюк. Л.: Наука, 1986. С. 17-30.

Поступило в Редакцию
18 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

05.2; 09; 11

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ИОНОИМПЛАНТИРОВАННОГО СЛОЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК

О.В. И л ь ч и ш и н, А.С. П а с ы н к о в,
Ю.Н. П и м е н о в

Ионная имплантация (ИИ) эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок (ЭФПГ) служит эффективным средством подавления „жестких“ ЦМД, а также используется в технологии создания доменопроводящих схем и устройств на спиновых волнах [1]. Важной характеристикой имплантированного слоя (ИС) ЭФПГ является его однородность. Считается, что профиль концентрации внедренных ионов при ИИ и соответствующий ему профиль дефектов ИС являются асимметрично колоколообразным [2]. Однако существует ряд экспериментальных результатов [3-5], указывающих на наличие в ИС субслоев с характерным профилем распределения магнитных дефектов. В [3-5] профиль ИИ исследовался методом ФМР при ступенчатом высокотемпературном травлении ИС. Высокотемпературное травление, однако, приводит к термодиффузии магнитных дефектов к поверхности ИС и, как следствие, к увеличению скорости его травления, что искажает истинный профиль индуцированных в результате ИИ дефектов. Кроме того, в методе ФМР исследование маг-