

САМОДЕФЛЕКЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЛУЧЕЙ ПРИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

М.П.Петров¹⁾, А.П.Паугурт, В.В.Брыксин

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

194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11 июня 1999 г.

После переработки 12 июля 1999 г.

Обнаружен эффект динамического отклонения отраженных от поверхности кристалла лазерных лучей при записи динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле. Приведена теория, объясняющая основные экспериментальные факты. Модель учитывает нелинейное взаимодействие волн пространственного заряда.

PACS: 42.65.Hw, 78.20.Nr

В фоторефрактивных кристаллах [1] при записи голограмм формируется решетка электрического поля, вызывающая появление решетки показателя преломления вследствие электрооптического эффекта, а также решетки упругих напряжений и деформаций за счет пьезоэффекта. При этом в определенных условиях может возникать периодический рельеф поверхности кристалла, обеспечивающий дифракцию отраженных от поверхности записывающих (или считывающих) лучей. Подобная дифракция наблюдалась в статическом [2] и динамическом [3] режимах. В последнем случае запись производилась осциллирующей около среднего положения интерференционной картиной, а сами осцилляции возникали за счет того, что один из записывающих лучей модулировался по фазе. Теоретический анализ рельефа поверхности при голографической записи для некоторых конкретных ситуаций дан в [4–6]. В настоящей работе мы сообщаем об ином эффекте, а именно, об эффекте самодефлексии (самоотклонения) отраженных от поверхности кристалла записывающих лучей при записи голограммы в фоторефрактивном кристалле. Этот эффект также обусловлен полями пространственного заряда голографической решетки и пьезоэффектом, но не связан с периодическим рельефом поверхности и дифракцией света на этом рельефе. Эффект самодефлексии объясняется за счет нелинейного взаимодействия статической решетки фотовозбужденных носителей с бегущей волной поля пространственного заряда.

Эксперимент проводился следующим образом. В качестве объекта исследований выбран монокристалл $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) приблизительно кубической формы с размером ребра 3 мм. Передняя грань (параллельная кристаллографической плоскости (110)) подвергалась оптической шлифовке и полировке, в то время как задняя грань подвергалась обработке грубой наждачной шкуркой с тем, чтобы обеспечить минимальное отражение от задней грани, поскольку предварительные эксперименты показали, что отраженные от задней грани лучи вызывают запись дополнительных решеток, затрудняющих интерпретацию экспериментальных данных. К боковым граням (вдоль оси [001]) прикладывалось электрическое поле E_0 (рис.1). Передняя

¹⁾ e-mail: mpetr@shuv.pti.spb.su

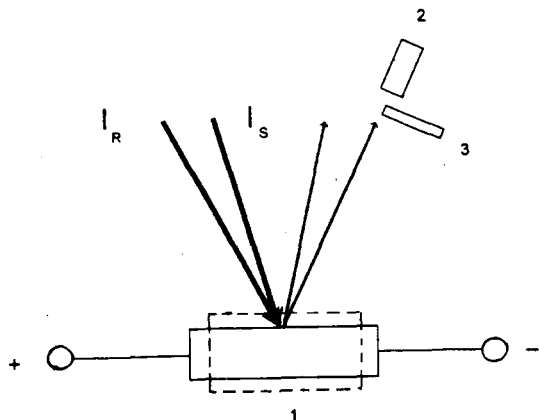


Рис.1. Диаграмма схемы эксперимента: 1 - кристалл, 2 - фотоприемник, 3 - экран, I_S , I_R - лучи, записывающие голограмму. Пунктиром показана деформация кристалла при приложении однородного электрического поля вдоль оси $\{001\}$

грань освещалась двумя лучами от лазера Coherent DPSS-532-200 ($\lambda = 532$ нм), один из которых модулировался по фазе (с частотой $\Omega = 2\pi f$ и амплитудой θ). Проводились измерения переменного сигнала в отраженном луче с использованием двух разных вариантов освещения фотоприемника. В первом случае отраженный луч полностью падал на фотоприемник, при этом мог регистрироваться сигнал двухволнового взаимодействия за счет дифракции на рельефе поверхности образца аналогично тому, как это наблюдалось в [3]. Сигнал за счет небольших отклонений луча здесь регистрироваться не может, так как апертура фотоприемника в несколько раз превосходила сечение луча. Во втором случае перед фотоприемником ставился экран, перекрывавший приблизительно половину сечения луча, что позволяло регистрировать колебания положения (отклонения) луча или изменения его поперечного сечения. В дальнейшем для простоты будем называть сигналы, регистрируемые в первом случае, сигналами дифракции, а во втором случае - сигналами отклонения (дефлексии) луча. На рис.2 приведены зависимости сигналов отклонения и дифракции от частоты фазовой модуляции для двух пространственных частот (ν) записываемых решеток, то есть для двух углов между падающими лучами. Для других ν ($120, 80, 40$ мм^{-1}) экспериментальные данные для сигналов отклонения имеют вид, качественно аналогичный приведенному на рис.2, но положение максимума и абсолютное значение сигналов зависело от ν . Заметим, что сигналы отклонения зависят линейно от расстояния между фотоприемником и кристаллом, в то время как такой зависимости для сигналов дифракции не обнаружено. Сигналы дифракции можно было наблюдать только для сравнительно низких пространственных частот, и для $\nu = 135$ мм^{-1} они не наблюдались.

На рис.3 показана зависимость интенсивности регистрируемых сигналов от приложенного электрического поля. Для сигнала дефлексии зависимость носит квадратичный характер, а для сигнала дифракции - линейный. Кроме того, было обнаружено, что приложение механического давления вдоль оси $\{001\}$ приводит к линейному смещению резонансных частот в зависимости от величины давления.

Теоретическая интерпретация основана на учете нелинейности формирования пространственного заряда при записи голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах [7]. При этом бегущая решетка поля пространственного заряда, пропорциональная $\exp[i(kx - \Omega t)]$, взаимодействует со статической решеткой фото-

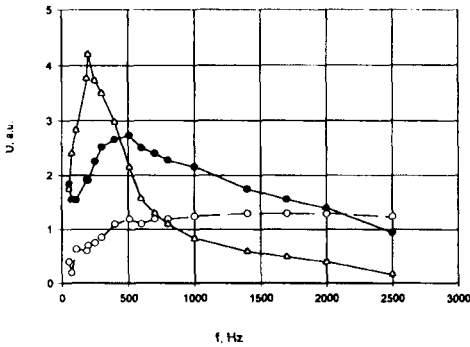


Рис.2. Зависимости сигналов отклонения и дифракции от частоты фазовой модуляции для двух углов между падающими лучами: \circ – частотная зависимость сигнала дифракции при $\nu = 20 \text{ мм}^{-1}$, $E_0 = 10 \text{ кВ/см}$, \bullet и Δ – частотная зависимость сигналов дефлексии при $\nu = 20 \text{ мм}^{-1}$ и $\nu = 135 \text{ мм}^{-1}$, соответственно ($E_0 = 10 \text{ кВ/см}$)

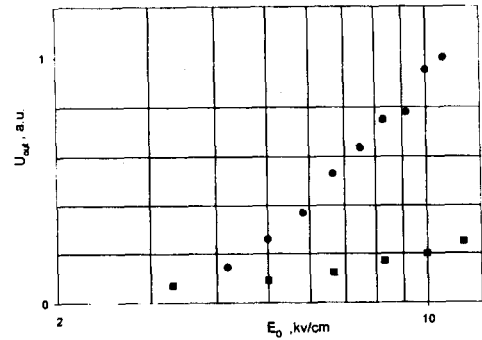


Рис.3. Зависимость сигнала дефлексии (\bullet , $\nu = 80 \text{ мм}^{-1}$) и сигнала дифракции (\blacksquare , $\nu = 20 \text{ мм}^{-1}$) от внешнего электрического поля. Сигнал дефлексии измерялся при частотах, соответствовавших резонансу, а сигнал дифракции – при $f = 1000 \text{ Гц}$

возбужденных носителей, пропорциональной $\exp(-ikx)$, что приводит (в результате перемножения в выражении для плотности тока $j(x, t)$ [7]) к появлению однородного по образцу, но осциллирующего во времени поля $E_{sc} \sim \exp(-i\Omega t)$. Здесь $k = 2\pi\nu$ есть волновой вектор решетки. После E_{sc} вызывает через пьезоэффект упругое смещение поверхности образца (вдоль нормали к поверхности), что и является причиной смещения или отклонения отраженного от поверхности луча. При однородном смещении поверхности кристалла отраженный луч будет сдвигаться на величину, зависящую от смещения поверхности кристалла и угла падения. Точный расчет по схеме [7], но в предположении, что кристалл запитан от источника тока, а не от источника напряжения (как это делалось ранее), дает следующее выражение для регистрируемого сигнала дефлексии:

$$U_{out} = cd_{14}E_{sc}, \quad (1)$$

где c есть некоторый коэффициент, зависящий от геометрии эксперимента (положение экрана, расстояние от фотоприемника до образца, угол падения и тому подобное), $d_{14} = 40.5 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$ – пьезокоэффициент [8],

$$E_{sc} = E_0 m^2 d \theta f(\omega) \cos(\Omega t + \varphi), \quad (2)$$

m – контраст интерференционной картины в образце, φ – некоторая фаза, зависящая от частоты, $\omega = \tau_M \Omega$ (τ_M есть максвелловское время релаксации), $d = kL_0$ ($L_0 = \mu\tau E_0$ есть дрейфовая длина носителей, μ – подвижность и τ – время жизни носителей),

$$f(\omega) = \omega \{ (1 + \omega^2/4) / [(1 + \omega^2)(1 + 2\omega^2(1 - d^2) + \omega^4(1 + d^2)^2)] \}^{1/2}. \quad (3)$$

Из этого выражения следует, что частотная зависимость выходного сигнала имеет резонансный характер с частотой резонанса (при $d \gg 1$)

$$\Omega_r \approx 1/\tau_M d \approx (k\mu\tau\tau_M E_0)^{-1}. \quad (4)$$

Известно [1], что для BSO произведение $\mu t \approx (1 \div 8)10^{-11} \text{ м}^2/\text{В}$. Соответственно при $E_0 = 10^6 \text{ В/м}$ и $k = 2 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ величина $d \approx 2 \div 16$. Время максвелловской релаксации τ_M зависит от освещения, и в нашем случае $\tau_M \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ с}$.

Сопоставление полученных формул с экспериментальными данными обнаруживает хорошее качественное согласие между теорией и экспериментом. Предложенная теория прежде всего объясняет сам факт смещения луча по апертуре фотоприемника и наличие резонанса (за счет совпадения частоты возбуждения с собственной частотой волны пространственного заряда [7]). Теория согласуется с экспериментальными зависимостями положения резонанса от пространственной частоты, а также с квадратичной зависимостью амплитуды выходного сигнала от внешнего поля ($E_0 d \sim E_0^2$). Более того, в рамках предложенной модели легко понять причину смещения резонанса от давления. Дело в том, что при приложении давления в образце возникает электрическое поле за счет пьезоэффекта. Это поле складывается с внешним полем и в выражение для резонансной частоты (4) войдет суммарное поле, зависящее от давления. Предложенная теория объясняет также разницу в зависимости от величины выходного сигнала от пространственной частоты между сигналом дефлексии (сигнал растет с k) и сигналом дифракции (сигнал дифракции падает с ростом k [3]). В то же время, расчетные и наблюдаемые значения амплитуды сигнала дефлексии не совпадают между собой на 1-2 порядка величины и, кроме того, модель абсолютно однородного поля $E_{sc}(t)$ не объясняет экспериментально наблюдающуюся зависимость величины регистрируемого сигнала от расстояния между фотоприемником и кристаллом. По нашему мнению, это связано с тем, что поле внутри кристалла является неоднородным (в частности, из-за приэлектродных явлений [1]) с характерной длиной неоднородности, много большей, чем период голографической решетки. В этом случае рассчитанное нами индуцированное поле и деформация образца окажутся также неоднородными, а выходной сигнал будет связан не только со смещением, но и с угловым отклонением луча, падающего на фотоприемник. При угловом отклонении луча величина сигнала будет зависеть от расстояния между кристаллом и фотоприемником, а абсолютное его значение может быть существенно больше, чем при смещении луча, что в целом согласуется с экспериментом. При неоднородном поле будет также происходить фокусировка и расфокусировка луча.

В заключение отметим, что в настоящей работе сообщается об обнаружении и объяснении нового эффекта в фоторефрактивных кристаллах - эффекте динамического отклонения отраженных от кристалла лучей при записи осциллирующей интерференционной картины. Работа выполнена в соответствии с проектом Российского фонда фундаментальных исследований (грант #98-02-18254).

-
1. M.P.Petrov, S.I.Stepanov, and A.V.Khomenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*, 1991, Springer-Verlag, Heidelberg.
 2. А.М.Близнецов, М.П.Петров, А.В.Хоменко, Письма в ЖТФ **92**, 1094 (1984).
 3. S.Stepanov, N.Korneev, A.Gerwens, and K.Buse, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 879 (1998).
 4. С.М.Шандаров, ЖТФ **56**, 583 (1986).
 5. С.М.Шандаров, В.М.Шандаров, ЖТФ **60**, 106 (1990).
 6. С.М.Шандаров, Н.И.Буримов, Изв. ВУЗов, Физика **9**, 75 (1997).
 7. В.В.Брыксин, М.П.Петров, ФТТ **40**, 1450 (1998).
 8. В.И.Чмырев, Л.А.Скориков, М.И.Субботин, Неорг. Матер. **19**, 269 (1983).