

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

PACS 42.70.Ln; 42.65.Hw; 42.40.Eq

Нелинейность фоторефрактивного отклика при двухпучковом взаимодействии в кристалле силиката висмута, находящемся в знакопеременном электрическом поле

О.В.Кобозев*, А.Е.Мандель*, С.М.Шандаров*, С.А.Петров*, Ю.Ф.Каргин**

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование нелинейности фоторефрактивного отклика при двухпучковом взаимодействии световых волн в кристалле силиката висмута, помещенном в меандровое внешнее электрическое поле. Показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с моделью, учитывающей влияние второй гармоники поля пространственного заряда на фоторефрактивную решетку. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными позволило оценить концентрацию акцепторов в кристалле и произведение подвижности носителей заряда на время их рекомбинации.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, голографическая запись, нелинейность фоторефрактивного отклика.

Взаимодействие световых волн в фоторефрактивных кристаллах играет существенную роль при реализации устройств оптической обработки информации [1, 2]. Динамический диапазон таких устройств определяется нелинейностью процессов, имеющих место как при переносе зарядов в кристалле под действием неоднородного светового поля, так и при перераспределении мощности между взаимодействующими световыми пучками [3–5]. Увеличение фоторефрактивного отклика кристаллов, достигаемое за счет приложения к ним внешних электрических полей [3, 6, 7], сопровождается возрастанием роли этих нелинейностей. Это проявляется, в частности, в уменьшении амплитуды основной гармоники при генерации высших пространственных гармоник, а иногда и субгармоник фоторефрактивной решетки [3, 5, 8–10].

Последовательный учет всех нелинейностей для кристаллов силенигов, помещенных в знакопеременное поле, проведен в работе [5] на основе численного анализа материальных уравнений и уравнений связанных волн, в которых учтено влияние нелинейности поля пространственного заряда с помощью некоторой эмпирической корректирующей функции. Более простой, но последовательный подход заключается в учете второй гармоники [8, 10, 11], которая при умеренных контрастах интерференционной картины ($m \leq 0.5$), образуемой взаимодействующими пучками, оказывает наибольшее влияние на амплитуду основной гармоники поля пространственного заряда.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию нелинейности фоторефрактивного отклика при двухпучковом взаимодействии световых волн в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, помещенном в меандровое внешнее электрическое поле.

В экспериментах использовалась стандартная схема

симметричного двухпучкового взаимодействия на длине волны $\lambda = 633$ нм (рис.1) в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с размерами 3.5, 5 и 6 мм вдоль кристаллографических направлений [110], $[\bar{1}11]$ и $[\bar{1}\bar{1}2]$. Образец имел коэффициент поглощения $\alpha = 0.5$ см $^{-1}$ и удельное вращение $\rho = 22$ угл. град/мм. Излучение He–Ne-лазера делилось на два пучка полупрозрачным зеркалом 1. Сигнальный пучок с интенсивностью I_s ослаблялся нейтральными светофильтрами в 10–2500 раз. Зеркала 3 и 4 обеспечивали схождение в исследуемом образце сигнального и опорного пучков с поляризацией вдоль кристаллографического направления $[\bar{1}11]$. Интенсивность сигнального пучка I_s после прохождения кристалла 5 измерялась с помощью калиброванного фотодиода 6.

Пространственный период решетки Λ регулировался изменением угла схождения пучков таким образом, чтобы биссектриса этого угла совпадала с нормалью к входной грани образца [110], а вектор решетки – с осью $[\bar{1}11]$. Высокое напряжение меандровой формы с частотой $f = 2750$ Гц прикладывалось к граням кристалла $(\bar{1}11)$ с помощью медных электродов 7. Амплитуда напряженности внешнего электрического поля в кристалле $E_0 = 10$ кВ/см.

Стационарные интенсивности сигнального пучка на выходе кристалла в присутствии накачки ($I_s^p(d)$) и в ее отсутствие ($I_s^0(d)$) использовались для нахождения коэффициента двухпучкового усиления

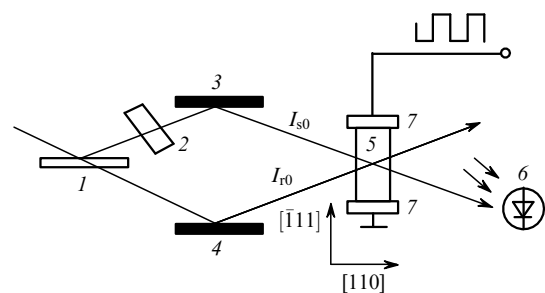


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – полупрозрачное зеркало; 2 – светофильтр; 3, 4 – зеркала; 5 – исследуемый кристалл; 6 – фотодиод; 7 – электроды.

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40

**Институт общей и неорганической химии РАН, Россия, 117907 Москва, Ленинский просп., 31

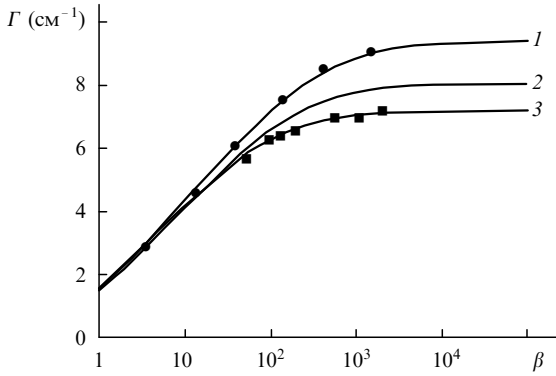


Рис.2. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости коэффициента усиления Γ от отношения интенсивностей записывающих световых пучков β в кристалле силиката висмута при периоде фоторефрактивной решетки $L = 15$ (1), 7 (2) и 28 мкм (3). Теоретические кривые соответствуют параметрам кристалла $\mu\tau_r = 5.5 \times 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}$, $N_a = 4.3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $r_{\text{ef}} = 4.25 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$.

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{I_s^p(d)}{I_s^0(d)} \right]. \quad (1)$$

Экспериментальные зависимости коэффициента двухпучкового усиления от отношения интенсивностей накачки и сигнала на входе кристалла $\beta = I_{r0}/I_{s0}$ для пространственных периодов решетки $L = 15$ и 28 мкм представлены на рис.2 (точки). Характерно, что коэффициенты усиления, близкие к предельным, достигаются в исследуемом образце при $\beta > 10^3$. Отметим также, что в наших экспериментах не наблюдалась генерация пространственных субгармоник фоторефрактивной решетки даже при $\beta \approx 1$. Коэффициент усиления не зависел от полной интенсивности света $I_0 = I_r + I_s$ при ее изменении в диапазоне 1–100 мВт/см². Это свидетельствует о возможности использования при анализе одноуровневой модели зонного переноса [12] и основанных на ней моделей нелинейности фоторефрактивного отклика, учитывающих вклад только основной и второй гармоник в поле пространственного заряда решетки [11].

Для теоретического рассмотрения нелинейности, приводящей к уменьшению эффективности двухпучкового взаимодействия с увеличением мощности сигнального пучка, воспользуемся известными уравнениями связанных волн для интенсивностей I_s и I_r [5]:

$$\frac{dI_s}{dz} = i \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{\text{ef}} \frac{E_1}{m} \right) \frac{I_r I_s}{I_r + I_s} - \alpha I_s, \quad (2)$$

$$\frac{dI_r}{dz} = -i \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{\text{ef}} \frac{E_1}{m} \right) \frac{I_r I_s}{I_r + I_s} - \alpha I_r,$$

где n_0 , r_{ef} – показатель преломления и эффективная электрооптическая постоянная кристалла; $m = 2(I_r I_s)^{1/2} \times (I_r + I_s)^{-1}$ – зависящий от координаты z контраст интерференционной картины; $E_1(m)$ – амплитуда первой гармоники поля пространственного заряда. В работе [11] уравнения, связывающие амплитуды первой и второй гармоник E_1 и E_2 и контраст m в кристалле, помещенном в высокочастотное меандровое поле, получены в следующем виде:

$$\frac{m}{4E_0} [K(L_{\text{dr}} + 2L_a) + 2K^3 L_{\text{dr}} L_s^2] E_1^2 - i [1 + K^2(L_{\text{dr}} L_a +$$

$$+ L_s^2 + L_d^2)] E_1 + \frac{1}{E_0} [K(L_{\text{dr}} - L_a) + 5K^3 L_{\text{dr}} L_s^2] E_1 E_2 - i \frac{m}{2} (1 + 6K^2 L_{\text{dr}} L_a + 8K^2 L_s^2) E_2 + m \left(\frac{E_0^2}{E_\mu} + E_d \right) = 0,$$

$$E_2 = \{ -m(1 + 6K^2 L_d^2 - K^2 L_s^2) E_1 - i2[K(L_{\text{dr}} - L_a) + 2K^3 L_{\text{dr}} L_s^2] E_1^2 E_0^{-1} \} \{ 2[1 + 4K^2(L_{\text{dr}} L_a + L_s^2 + L_d^2)] \}^{-1}, \quad (3)$$

где $L_{\text{dr}} = \mu\tau_r E_0$ и $L_d = (\mu\tau_r k_B T/e)^{1/2}$ – дрейфовая и диффузионная длины; $L_s = [k_B T \epsilon / (e^2 N_a)]^{1/2}$ – дебаевская длина экранирования; $L_a = \epsilon E_0 / (e N_a)$; $K = 2\pi/L$; $E_\mu = (K\mu\tau_r)^{-1}$ и $E_d = Kk_B T/e$ – напряженности дрейфового и диффузионного полей; μ и τ_r – подвижность и время рекомбинации носителей заряда; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; N_a – концентрация акцепторов; e – элементарный электрический заряд. При выводе уравнений (3) пренебрегалось вкладом высших гармоник в поле пространственного заряда и считались выполненными условия $E_d \ll E_\mu$ и $E_d \ll E_0$.

Результаты численного анализа зависимости коэффициента двухпучкового усиления от отношения интенсивностей накачки и сигнала на входе кристалла с использованием соотношений (2) и (3) также представлены на рис.2. Наилучшее согласие экспериментальных данных (точки) с расчетными кривыми 1 и 3 наблюдается при следующих параметрах кристалла: $\mu\tau_r = 5.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}$, $N_a = 4.3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $r_{\text{ef}} = 4.25 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$. Кривая 2 соответствует пространственному периоду решетки $L = 7$ мкм.

Как следует из рис.2, коэффициент двухпучкового усиления в исследованном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при длине взаимодействия $d = 3.5$ мм слабо зависит от интенсивности сигнала, если интенсивность накачки превышает последнюю более чем в 10^3 раз. Нелинейность фоторефрактивного отклика искажает и пространственно-частотную характеристику двухпучкового взаимодействия [3, 5]. Зависимости коэффициента двухпучкового усиления от пространственного периода решетки для исследованного кристалла при $E_0 = 10$ кВ/см, рассчитанные из соотношений (2) и (3), представлены на рис.3. Кривая 1 соответствует линейной теории формирования поля пространственного заряда, когда в уравнении (3) можно от-

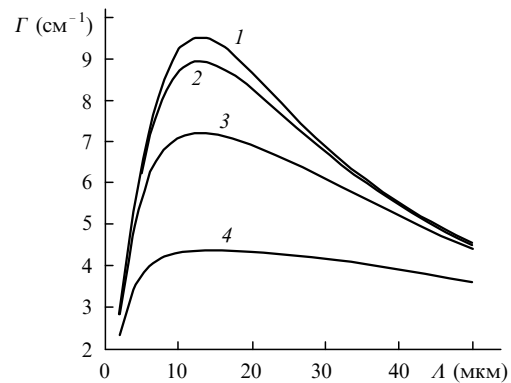


Рис.3. Зависимости коэффициента усиления Γ от периода фоторефрактивной решетки L в кристалле силиката висмута, рассчитанные по линейной теории (1) и для $\beta = 1000$ (2), 100 (3) и 10 (4) при $\mu\tau_r = 5.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{В}$, $N_a = 4.3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $r_{\text{ef}} = 4.25 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$.

бросить нелинейные члены, содержащие mE_1^2 , E_1E_2 и mE_2 . Однако даже при $\beta = 10^3$ ($m = 0.006$) коэффициент двухпучкового усиления вблизи оптимального пространственного периода решетки уменьшается более чем на 2 см^{-1} относительно значения, полученного из линейной теории. Увеличение амплитуды сигнального пучка сопровождается не только уменьшением максимального коэффициента усиления Γ_{max} , но и расширением полосы пространственных частот, в которой эффективность усиления двухпучкового взаимодействия не превышает заданной.

Таким образом, в данной работе исследованы экспериментальные зависимости коэффициента двухпучкового усиления от отношения входных интенсивностей сигнала и накачки в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, помещенном в меандровое внешнее поле. Сопоставление экспериментальных данных с теоретической моделью, учитывающей нелинейность двухпучкового взаимодействия и влияние второй гармоники поля пространственного заряда на фоторефрактивную решетку, позволило оценить концентрацию акцепторов в кристалле и произведение подвижности носителей заряда на время их рекомбинации.

Авторы благодарят Н.И.Нажесткину за помощь в работе и полезные обсуждения.

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб., Наука, 1992).
2. Stepanov S.I. *Rep.Prog.Phys.*, **57**, 39 (1994).

3. Refregier P., Solymar L., Rajbenbach H., Huignard J.P. *J. Appl. Phys.*, **58**, 45 (1985).
4. Millerd J.E., Garmire E.M., Klein M.B., Wechsler B.A., Strohkendl F.P., Brost G. *J. Opt.Soc.Amer. B*, **9**, 1449 (1992).
5. Brost G.A. *J. Opt.Soc.Amer. B*, **9**, 1454 (1992).
6. Stepanov S.I., Petrov M.P. *Optics Comms*, **53**, 292 (1985).
7. Зельдович Б.Я., Ильиных П.Н., Нестеркин О.П. *ЖЭТФ*, **90**, 861 (1990).
8. Pedersen H.C., Johansen P.M., Podivilov E.V., Webb J.D. *Optics Comms*, **154**, 93 (1998).
9. Sturman B.I., Mann M., Otten J., Ringhofer K.H. *J. Opt. Soc.Amer. B*, **10**, 1919 (1993).
10. Johansen P.M., Pedersen H.C., Podivilov E.V., Sturman B.I. *J. Opt. Soc.Amer. B*, **16**, 103 (1999).
11. Shandarov S.M., Nazhestkina N.I., Kobozev O.V., Kamshilin A.A. *Appl.Phys. B*, **68**, 1007 (1999).
12. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).

О.В.Кобозев, А.Е.Мандель, С.М.Шандаров, С.А.Петров, Ю.Ф.Каргин.
Nonlinearity of the photorefractive response upon two-beam interaction in a bismuth silicon oxide crystal in an alternating electric field.

Nonlinearity of the photorefractive response is studied experimentally and theoretically upon two-beam interaction of light waves in a bismuth silicate crystal placed in an external meander electric field. The experimental data are shown to be in good agreement with a model, taking into account the influence of the second harmonic of the space-charge field on a photorefractive grating. The concentration of acceptors in a crystal and a product of the mobility of charge carriers by their recombination time are estimated from a comparison of the experimental and calculated data.