

06.3;07

©1995

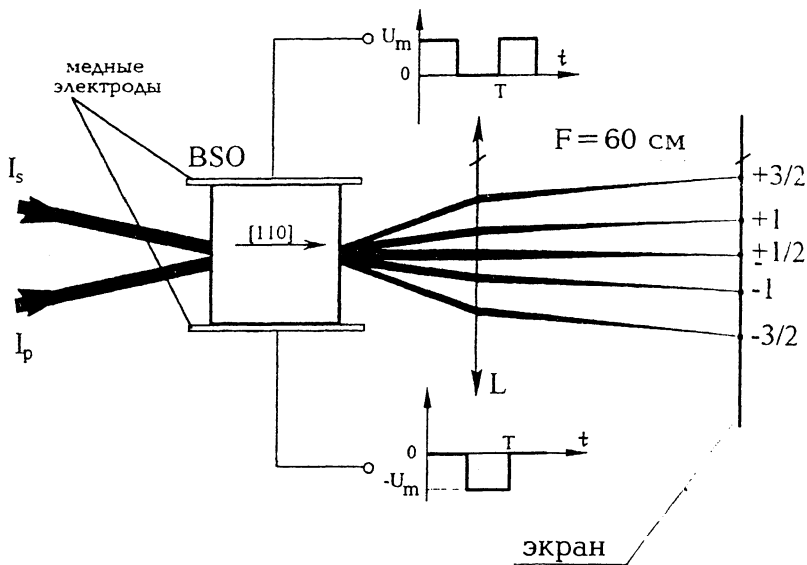
ГЕНЕРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СУБГАРМОНИК В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, НАХОДЯЩЕМСЯ ВО ВНЕШНЕМ ЗНАКОПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Р.В.Литвинов, С.Н.Питченко, А.В.Решетько,
С.М.Шандаров, Д.В.Якимов, В.В.Волков,
Ю.Ф.Каргин, Е.П.Шершаков*

Взаимодействие двух когерентных световых пучков с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 в фоторефрактивных кристаллах приводит к образованию решетки поля пространственного заряда с вектором $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ [1]. В работе [2] была обнаружена генерация дополнительных световых пучков при взаимодействии двух волн с близкими частотами в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, помещенном в постоянное электрическое поле для увеличения фоторефрактивного отклика. Эти дополнительные пучки связываются в настоящее время с формированием решеток поля пространственного заряда с дробными векторами $\frac{\mathbf{K}}{2}$, $\frac{\mathbf{K}}{3}$ и $\frac{\mathbf{K}}{4}$, то есть с пространственными субгармониками основной решетки [3]. В дальнейших работах пространственные субгармоники были обнаружены в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [4], а также в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, помещенном в знакопеременное электрическое поле при одинаковых частотах взаимодействующих световых волн [5].

Генерация субгармоник наблюдалась при использовании лазерных пучков с длинами волн $\lambda = 514$ нм для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [4] и $\lambda = 568$ нм для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [5]. В данном письме сообщается о первом, по нашим сведениям, наблюдении пространственных субгармоник на длине волны $\lambda = 633$ нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Генерация субгармоник наблюдалась нами в стандартной схеме двухпучкового взаимодействия [1], показанной на рисунке. Внешнее напряжение в форме меандра с частотой $f = 1/T$ и амплитудой U_m прикладывалось к медным прямоугольным пластинам, которые прижимались к боковым граням кристалла. Период фундаментальной фоторефрактивной решетки Λ задается пространственной частотой $K = 2\pi/\Lambda$ интерференционной картины, образованной в кристалле при пересечении пучка накачки (интенсивность I_p) с сигнальным пучком (интенсивность I_s).



Экспериментальная схема наблюдения генерации пространственных субгармоник при двухпучковом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Кристалл $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с примесью CdO , использованный в экспериментах, выращивался методом Чохральского. Вырезанный из були образец имел полированные грани и размеры $10.1 \times 8.1 \times 7.9$ мм в соответствующих кристаллографических направлениях $[110] \times [\bar{1}10] \times [001]$. Удельное вращение плоскости поляризации света ($\lambda = 633$ нм) составляло $\rho = 22.2$ град/мм и было направлено против часовой стрелки, если смотреть по ходу луча. Значение электрооптического коэффициента свободного кристалла, измеренного в синусоидальном поле по методике [6], было равно $r_{41}^T = 5.9 \cdot 10^{-12}$ м/В. Концентрация компенсирующих акцепторных центров и произведение подвижности электронов на время их рекомбинации имели соответствующие значения $N_A = 4.8 \cdot 10^{20}$ м⁻³ и $\mu\tau_R = 5.4 \cdot 10^{-12}$ м²/В. Эти параметры соответствуют одноуровневой модели фоторефрактивного кристалла [7]. Их значения определялись путем подгонки (по методу наименьших квадратов) теоретической зависимости коэффициента двухпучкового усиления Γ от периода решетки Λ под экспериментальные точки. Коэффициент двухпучкового усиления Γ измерялся в режиме малых контрастов интерференционной картины ($m = 2 \cdot \sqrt{I_p I_s} / (I_p + I_s) = 0.056$), когда генерации субгар-

моник не наблюдалось. Частота внешнего поля составляла при этом величину $f = 300$ Гц, а его амплитуда в кристалле равнялась $E_0 = 10.1$ кВ/см. Интенсивность пучка накачки на входной грани образца в этом случае была равна $I_p = 90$ мВт/см². Отметим, что в целом поведение коэффициента двухпучкового усиления Γ в исследованном образце не подчинялось одноуровневой модели. Например, стирание фоторефрактивной решетки ($\Lambda = 13$ мкм) пучком накачки с интенсивностью 120 мВт/см² во внешнем поле с приведенными выше параметрами описывалось суммой двух экспоненциальных функций с временами релаксации $\tau_f = 2.8$ с и $t_s = 30$ с. Коэффициент усиления зависел также от средней интенсивности света в интерференционной картине $I_0 = I_p + I_s$. При тех же параметрах внешнего поля и периоде решетки $\Lambda = 13$ мкм эта зависимость хорошо соответствовала функции $\Gamma = \Gamma_{\text{sat}} / \left(1 + \frac{\beta}{I_0}\right)$ с параметрами $\Gamma_{\text{sat}} = 3.54$ см⁻¹ и $\beta = 6.6$ см²/мВт. Все описанные выше экспериментальные результаты были получены при ориентации вектора напряженности внешнего поля \mathbf{E}_0 вдоль кристаллографической оси [001].

При этой же ориентации вектора напряженности внешнего поля \mathbf{E}_0 и при увеличении глубины модуляции света в интерференционной картине для $m > 0.22$ ($E_0 = 10.1$ кВ/см, $\Lambda = 20$ мкм, $I_p = 45$ мВт/см²) на картинках светового поля в фокальной плоскости линзы L (см. рисунок) появились дополнительные дифракционные максимумы. Их положение соответствовало пространственным субгармоникам $\frac{K}{2}$ и $\frac{K}{3}$ основной решетки. Генерация субгармоники $\frac{K}{2}$ наблюдалась для периодов основной решетки $\Lambda \geq 11$ мкм и в широком диапазоне частот внешнего меандрового поля $f = 100-2000$ Гц и носила устойчивый характер. Соответствующие этой субгармонике дифракционные максимумы обозначены на рисунке как $\pm\frac{1}{2}$, $+\frac{3}{2}$ и $-\frac{3}{2}$. Пороговое значение амплитуды меандрового поля было равно $E_0 = 9.3$ кВ/см при $m = 1$ и слабо зависело от периода решетки при $\Lambda \geq 11$ мкм.

Наблюдаемые в экспериментах дифракционные картины зависели от ориентации внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 в образце. При $\mathbf{E}_0 \parallel [001]$ наблюдалась дифракция в дробные порядки $\pm\frac{1}{2}$, $\pm\frac{3}{2}$ при линейной поляризации входных пучков I_p и I_s , ориентированной как вдоль направления $[\bar{1}10]$, так и вдоль [001]. Отметим, что это соответствует условиям наблюдения фоторефрактивных субгармоник в большинстве

известных работ [2,4,5]. Для $E_0 \parallel [\bar{1}10]$ наблюдалась дифракция только в дробные порядки $\pm \frac{3}{2}$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда (грант № RI5000).

Список литературы

- [1] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
- [2] Mallick S., Imbert B., Ducollet H., Herriau J.P., Huignard J.P. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 12. P. 5660-5663.
- [3] Блендовский А., Оттен Д., Рингофер К., Стурман Б. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. В. 2(8). С. 406-423.
- [4] Takacs J., Schaub M., Solymar L. // Opt. Commun. 1992. V. 91. N 3, 4. P. 252-254.
- [5] Takacs J., Solymar L. // Opt.Let. 1992. V. 17. N 4. P. 247-248.
- [6] Волков В.В., Каргин Ю.Ф., Литвинов Р.В., Шандаров С.М. // ЖТФ. 1993. N 10. С. 74-78.
- [7] Kukhtarev N.V., Marcov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. // Ferroelectric. 1979. V. 22. P. 949-960.

Томская государственная
академия систем управления
и радиоэлектроники;
Институт общей и неорганической
химии им. Н.С. Курнакова
Москва;
Технический университет
Челябинск

Поступило в Редакцию
11 ноября 1994 г.