

05;07;12

Генерация пространственных субгармоник фоторефрактивной решетки в кристалле силиката висмута в знакопеременном электрическом поле

© Р.В. Литвинов¹, С.М. Шандаров¹, Д.В. Якимов¹, А.В. Решетько¹, С.Н. Питченко¹,
Ю.Ф. Каргин², В.В. Волков²

¹Томская государственная академия систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

²Институт общей и неорганической химии РАН,
117907 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 28 мая 1996 г.)

Исследованы поляризационные и энергетические свойства дополнительных световых пучков, возникающих при генерации пространственной субгармоники $\mathbf{K}/2$ основной фоторефрактивной решетки с вектором \mathbf{K} , параллельным оси $[\bar{1}10]$ образца, легированного кадмием и находящегося во внешнем знакопеременном электрическом поле кристалла силиката висмута на длине волны 633 nm.

Введение

В работах [1–11] показано, что взаимодействие двух плоских световых пучков с волновыми векторами \mathbf{k}_{-1} и \mathbf{k}_{+1} на сформированной ими в фоторефрактивной среде решетке диэлектрической проницаемости с вектором $\mathbf{K} = \mathbf{k}_{+1} - \mathbf{k}_{-1}$ может быть неустойчивым относительно генерации дополнительных световых пучков, распространяющихся в направлении дробных дифракционных порядков. В настоящее время неустойчивость такого типа связывают с формированием в кристаллах фоторефрактивных решеток с векторами $\mathbf{K}/2$, $\mathbf{K}/3$ и т.д. (см., например, [12–15]) и дифракцией основных пучков на этих решетках [12,16,17]. При этом авторы работ [12–15,17] считают, что формирование этих решеток в кубических фоторефрактивных кристаллах обусловлено параметрическим усилением соответствующих затравочных решеток электрического поля пространственного заряда. Параметром, обеспечивающим такое усиление, является основная решетка электрического поля пространственного заряда, имеющая периодическую во времени составляющую при нестационарных механизмах ее формирования (см., например, [18]). Как показано в работах [12,17,18], физическая причина подобной периодической зависимости состоит в распространении волн перезарядки ловушек в направлении вектора основной фоторефрактивной решетки \mathbf{K} . Отметим, что представленный авторами работ [16,19] анализ взаимодействия световых волн на основной фоторефрактивной решетке и ее пространственных субгармониках, сформированных в кубических фоторефрактивных кристаллах, не учитывает влияния двулучепреломления среды.

Авторами работ [1,7,8] показано, что формирование дополнительных световых пучков в кристалле BaTiO_3 и волноводе на основе LiNbO_3 может быть связано с усилением определенных составляющих рассеянного светового шума. Резонансное усиление этих составляю-

щих имеет место при выполнении определенных условий синхронизма для волновых векторов взаимодействующих в двулучепреломляющей фоторефрактивной среде световых пучков и векторов фоторефрактивных решеток. Генерация пространственных субгармоник в этом случае также является параметрическим процессом, но определяется параметрами, являющимися периодической функцией координат.

О наблюдении генерации пространственных субгармоник фоторефрактивной решетки при двухпучковом взаимодействии на длине световой волны $\lambda_0 = 633$ nm в кристалле силиката висмута, легированном кадмием и помещенном во внешнее меандровое поле, сообщалось нами в работе [10]. В настоящей работе представлены результаты детального экспериментального исследования двухпучкового взаимодействия в линейном режиме и режимах генерации и релаксации (считывания) пространственных субгармоник для данного кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Cd}$. Проведено сравнение полученных нами особенностей генерации и релаксации субгармоник с экспериментальными данными других авторов и с существующей теоретической моделью для кристаллов, помещенных в меандровое внешнее поле.

Физические параметры исследуемого кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Cd}$

Отметим, что при описании нами в работе [10] первого экспериментального наблюдения генерации пространственных субгармоник основной фоторефрактивной решетки, сформированной при двухпучковом взаимодействии на длине световой волны $\lambda_0 = 633$ nm в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Cd}$, помещенном во внешнее меандровое электрическое поле \mathbf{E}_0 , была допущена неточность в определении ориентации граней образца относительно кристаллофизических осей. Исследованный образец кристалла имеет размеры $10.1 \times 8.1 \times 7.9$ mm³ в соответствующих

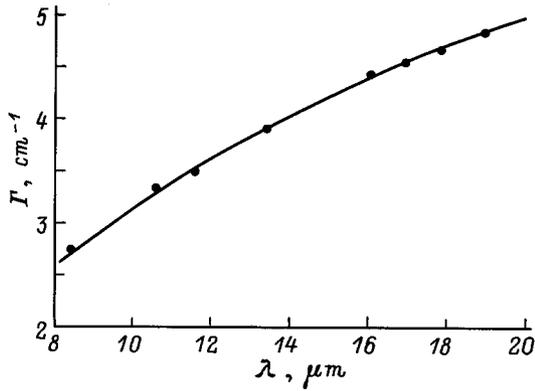


Рис. 1. Зависимость коэффициента двухволнового усиления Γ для кристалла, помещенного во внешнее меандровое электрическое поле, от периода фоторефрактивной решетки Λ .

кристаллографических направлениях $[110] \times [001] \times [\bar{1}10]$. С точки зрения анализа результатов экспериментальных измерений эта неточность повлияла только на приведенные в этой работе значения электрооптического коэффициента r_{41}^T , произведения подвижности электронов на время их жизни в зоне проводимости $\mu\tau_R$ и концентрации компенсирующих акцепторных центров N_A .

С учетом сделанной выше поправки в ориентации внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 относительно граней образца значение электрооптического коэффициента свободного кристалла, измеренного в синусоидальном поле по известной методике [20], равно $r_{41}^T = 2.9 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$. Удельное вращение плоскости поляризации света ($\lambda_0 = 633 \text{ nm}$) составляло $\rho = 22.2 \text{ degree/mm}$ и было направлено против часовой стрелки, если смотреть по ходу луча. Коэффициент поглощения по интенсивности света I_0 в кристалле был равен $\alpha = 0.15 \text{ cm}^{-1}$ при значении $I_0 = 19 \text{ mW/cm}^2$ на входной грани.

Значения фоторефрактивных параметров N_A и $\mu\tau_R$ определялись путем подгонки (по методу наименьших квадратов) теоретической зависимости коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma(\Lambda)$ [21] от периода основной фоторефрактивной решетки $\Lambda = 2\pi/|\mathbf{K}|$ под экспериментальные точки (рис. 1). Мы использовали одноуровневую модель фоторефрактивного кристалла [21,22], когда зависимость $\Gamma(\Lambda)$ для режима малых контрастов интерференционной картины $m = 2\sqrt{I_P I_S}/(I_P + I_S) \ll 1$ (I_P и I_S — интенсивность пучка накачки и сигнального пучка соответственно) описывается известным выражением (см., например, [23,24])

$$\Gamma_{\text{st}}(\Lambda) = \frac{2\pi n_0^3 r_{\text{eff}} \text{Im}\{E_{\text{sc}}(\Lambda)\}}{\lambda_0 m}, \quad (1)$$

где n_0 — показатель преломления кристалла на длине волны света λ_0 , r_{eff} — эффективная электрооптическая постоянная, $E_{\text{sc}}(\Lambda)$ — эффективное поле пространственного заряда.

Коэффициент двухпучкового усиления Γ измерялся при контрасте $m = 0.056$, когда генерации субгармоник не наблюдалось. Внешнее электрическое поле при этом было ориентировано вдоль вектора основной фоторефрактивной решетки $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$. Частота этого поля f изменялась от 90 до 1800 Hz, а его амплитуда в кристалле равнялась $E_0 = 10.1 \text{ kV/cm}$. Падающие на кристалл световые пучки были линейно поляризованными вдоль оси $[001]$; интенсивность пучка накачки на входной грани образца равнялась $I_0 = 90 \text{ mW/cm}^2$. При этих условиях для частот внешнего поля $f > 100 \text{ Hz}$ двухпучковое взаимодействие было линейным по контрасту, частотно-независимым и выходило на стационарный режим, что позволяло использовать для описания зависимости поля пространственного заряда от периода основной фоторефрактивной решетки $E_{\text{sc}}(\Lambda)$ известное выражение [24]

$$E_{\text{sc}} = -imE_q(\Lambda)$$

$$\times \frac{(E_\mu(\Lambda) + E_D(\lambda))E_D(\Lambda) + E_0^2}{(E_q(\Lambda) + E_D(\Lambda))(E_\mu(\Lambda) + E_D(\Lambda)) + E_0^2}, \quad (2)$$

где $E_q(\Lambda) = eN_A\Lambda/(\epsilon'\epsilon_0 2\pi)$; $E_D(\Lambda) = 2\pi k_B T/(e\Lambda)$; $E_\mu(\Lambda) = \Lambda/(2\pi\mu\tau_R)$; ϵ' — относительная диэлектрическая проницаемость, учитывающая влияние пьезоэлектрического эффекта [25]; e , k_B и T — элементарный электрический заряд, постоянная Больцмана и абсолютная температура соответственно.

Для рассматриваемого случая эффективная электрооптическая постоянная, учитывающая циркулярное и наведенное внешним электрическим полем \mathbf{E}_0 через линейный электрооптический эффект линейное двулучепреломление, дается приведенным в работе [26] соотношением. С учетом фотоупругого вклада [27] выражение для r_{eff} можно переписать следующим образом:

$$r_{\text{eff}} = r_{41}^u (1 + f_{13}) \rho d \sin^2 \left(\rho d \sqrt{1 + \xi^2} \right), \quad (3)$$

где

$$f_{13} = \frac{e_{14} p_{44}^E}{r_{41}^u} \frac{C_{12} + C_{11} + C_{44}^E}{C_{44}^E (C_{12} + C_{11} + 2C_{44}^E)}, \quad \xi = \frac{n_0^3 r_{41}^T E_0 \pi}{\rho \lambda_0}$$

(для указанных выше параметров $\xi = 0.63$); $\sin c(x) = \sin(x)/x$; e_{14} — пьезоэлектрический коэффициент; p_{44}^E и C_{11} , C_{12} , C_{44}^E — фотоупругий коэффициент и модули упругости, взятые при постоянном электрическом поле; r_{41}^u — электрооптический коэффициент зажатого кристалла, d — размер кристалла в направлении [110].

Используя выражение из работы [25], связывающее между собой величины r_{41}^u и r_{41}^T и численные значения $e_{14} = 1.12 \text{ C/m}^2$, $C_{44}^E = 2.45 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $C_{11} = 12.96 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $C_{12} = 2.99 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ [27], мы получили значение электрооптического коэффициента $r_{41}^u = 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$.

Используя соотношения (1)–(3) и варьируя значения $\mu\tau_R$ и N_A , мы подогнали теоретическую зависимость $\Gamma(\Lambda)$, показанную на рис. 1 сплошной кривой,

под полученные для $f = 300$ Hz экспериментальные точки (●) по методу наименьших квадратов. Найденные значения параметров кристалла $\mu\tau_R = 8.0 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{V}$ и $N_A = 8.4 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ удовлетворительно согласуются с известными из литературы [28].

Отметим, что в целом поведение коэффициента двухпучкового усиления Γ в исследуемом образце не подчинялось одноуровневой модели. Например, стирание фоторефрактивной решетки ($\Lambda = 13 \mu\text{m}$) пучком накачки с интенсивностью $120 \text{ mW}/\text{cm}^2$ во внешнем поле с приведенными выше параметрами описывалось суммой двух экспоненциальных функций с временами релаксации $\tau_f = 2.8 \text{ s}$ и $\tau_s = 30 \text{ s}$. Коэффициент усиления зависел также от средней интенсивности света в интерференционной картине $I_0 = I_p + I_s$. При тех же характеристиках внешнего поля и периоде решетки $\Lambda = 13 \mu\text{m}$ эта зависимость хорошо соответствовала функции $\Gamma = \Gamma_{\text{sat}} / (1 + \beta/I_0)$ с параметрами $\Gamma_{\text{sat}} = 3.54 \text{ cm}^{-1}$ и $\beta = 6.6 \text{ cm}^2/\text{mW}$.

Условия наблюдения генерации дробных дифракционных порядков

В интервале значений $\Lambda = 7\text{--}25 \mu\text{m}$ величина введенного в [18] фактора качества $Q_k = ((E_0/E_q) + (E_\mu/E_0) + (E_D/E_0))^{-1}$, рассчитанного для определенных выше значений $\mu\tau_R$ и N_A при амплитуде внешнего электрического поля $E_0 \approx 10.1 \text{ kV}/\text{cm}$, меняется в соответствующих пределах $Q_k \approx 4\text{--}7$. При равном единице коэффициенте модуляции $m = 1$ для основной фоторефрактивной решетки это позволяет считать выполненными условия возбуждения целого спектра пространственных субгармоник поля пространственного заряда в указанном интервале ее периодов [18].

Генерация субгармоник наблюдалась нами в стандартной схеме двухпучкового взаимодействия (см., например, [21–24]), показанной на рис. 2. Внешнее напряжение в форме меандра с частотой $f = 1/T$ и амплитудой

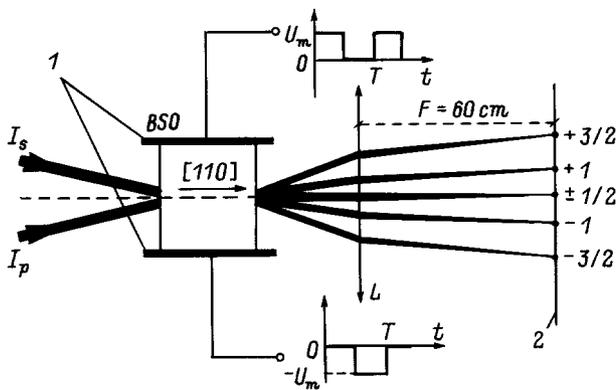


Рис. 2. Экспериментальная схема наблюдения генерации пространственных субгармоник при двухпучковом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_2:\text{Cd}$. 1 — медные электроды, 2 — экран.

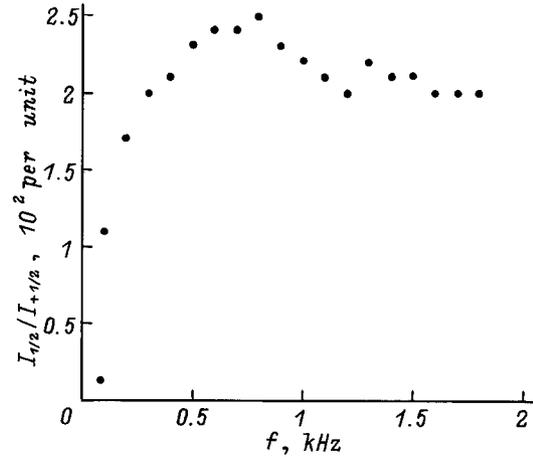


Рис. 3. Зависимость интенсивности дифракционного максимума 1/2 от частоты f внешнего меандрового электрического поля.

U_m прикладывалось к медным прямоугольным пластинам, которые прижимались к боковым граням кристалла. Период фундаментальной фоторефрактивной решетки Λ задавался пространственной частотой $K = 2\pi/\Lambda$ интерференционной картины, образованной в кристалле при пересечении пучка накачки (интенсивность I_p) с сигнальным пучком (интенсивность I_s). Величина внешнего электрического поля определялась в пренебрежении эффектами экранирования [29] как отношение U_m к поперечному размеру кристалла.

При ориентации вектора напряженности внешнего поля $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{K} \parallel [110]$ и увеличении глубины модуляции света в интерференционной картине до $m > 0.15$ ($E_0 = 10.1 \text{ kV}/\text{cm}$, $I_p = 45 \text{ mW}/\text{cm}^2$) на картинах светового поля в фокальной плоскости линзы L (рис. 2) появлялись дополнительные дифракционные максимумы. Их положение соответствовало пространственным субгармоникам $\mathbf{K}/2$ и $\mathbf{K}/4$ основной фоторефрактивной решетки с вектором \mathbf{K} .

Генерация субгармоники $\mathbf{K}/2$ наблюдалась в широком диапазоне частот внешнего меандрового поля $f = 90\text{--}1800 \text{ Hz}$ и периодов основной фоторефрактивной решетки $\Lambda = 6\text{--}23 \mu\text{m}$. На рис. 3 показана зависимость от частоты внешнего электрического поля f интенсивности света $I_{\pm 1/2}$ в дробном дифракционном порядке $\pm 1/2$, нормированной на интенсивность света I_{+1} в порядке $+1$, измеренная для $m = 1$ и $E_0 = 10.1 \text{ kV}/\text{cm}$ при пространственном периоде основной решетки $\Lambda = 17.8 \mu\text{m}$. Из этого рисунка видно, что эффективность генерации субгармоники $\mathbf{K}/2$ незначительно ($\sim 20\%$) меняется в пределах указанного выше частотного диапазона. Такое поведение субгармоники $\mathbf{K}/2$ отличается от наблюдаемого Такасом и Солимаром [5] резонансного характера частотной зависимости ее появления вблизи частоты 16 Hz для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на длине волны света $\lambda_0 = 514 \text{ nm}$.

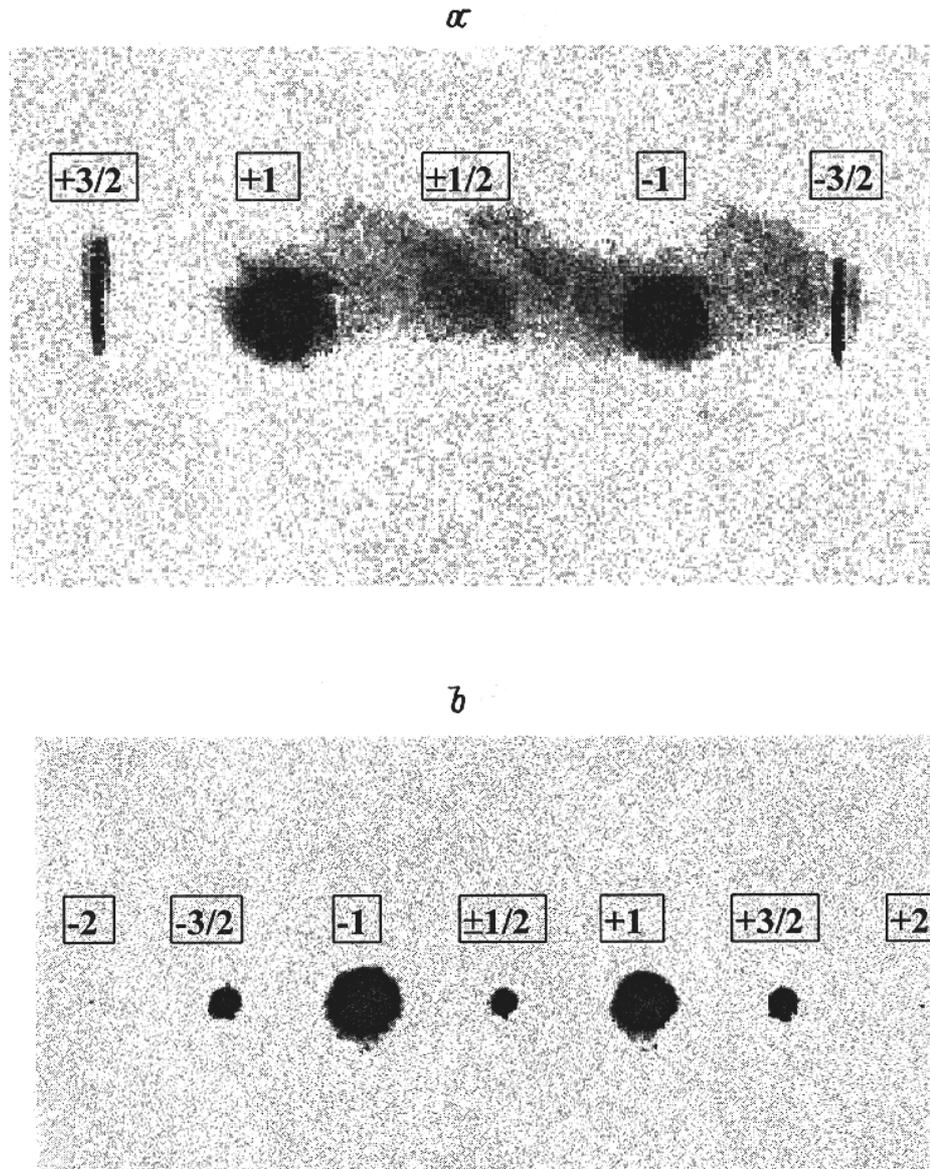


Рис. 4. Отсканированное с фотопленки изображение дифракционных максимумов в фокальной плоскости линзы L (см. рис. 2) при генерации субгармоник. a — $\Lambda = 8.4 \mu\text{m}$, b — $\Lambda = 16.9 \mu\text{m}$.

Так же, как и авторы работ [1,7,11], мы наблюдали изменения в распределениях интенсивности света в дробных дифракционных максимумах $1/2$, $+3/2$ и $-3/2$ в процессе формирования субгармоник на разных периодах Λ основной решетки. На начальной стадии формирования эти дифракционные максимумы в фокальной плоскости линзы (рис. 2) имели размытую форму, близкую к круговой, а их размеры были существенно большими, чем для дифракционных пятен основных порядков. Затем происходила локализация пространственного спектра дробных порядков вдоль направления вектора решетки \mathbf{K} и пятна $1/2$, $-3/2$ и $+3/2$ приобретали вытянутую форму в направлении, перпендикулярном к плоскости схождения пучков. На малых периодах $\Lambda \leq 13.5 \mu\text{m}$ вытянутая форма сохранялась и в стационарном режиме

(рис. 4, a). На периодах $\Lambda \geq 13.5 \mu\text{m}$ происходила концентрация света в пятна круговой формы (рис. 4, b), близкие по размерам к основным дифракционным максимумам $+1$ и -1 .

Сделанные при помощи микроскопа методом прямого и обратного преобразования Фурье с применением пространственной фильтрации [30] наблюдения поля в ближней зоне для порядков $+3/2$, $-3/2$ и $\pm 1/2$ показали, что распределение интенсивности в этих пятнах носит характер спекл-структуры. Максимальный характер масштаба неоднородности составлял $\sim 0.1 \text{ mm}$. Отметим, что подобные наблюдения были сделаны и авторами [11] на длине световой волны $\lambda_0 = 514.5 \text{ nm}$ в кристалле $\text{V}_{12}\text{SiO}_{20}$ при генерации пространственных субгармоник движущейся решетки в постоянном внешнем поле.

Мы наблюдали также существование слабой генерации дробных дифракционных порядков, соответствующих дифракции основных пучков на субгармонике $\mathbf{K}/4$ в интервале периодов основной решетки $\Lambda = 7-9 \mu\text{m}$. Соответствующие дифракционные пятна были размыты и имели вытянутую форму вдоль перпендикуляра к плоскости схождения пучков.

Генерация пространственных субгармоник наблюдалась и при приложении внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{K}$ вдоль оси $[001]$ кристалла. Интенсивность света $I_{1/2}$ в порядке $1/2$ была приблизительно в 6 раз больше при ориентации поля $\mathbf{E}_0 \parallel [110]$, чем при $\mathbf{E}_0 \parallel [001]$. Поэтому основные измерения были сделаны для первой ориентации внешнего поля.

Поляризационные свойства светового поля при дифракции на основной фоторефрактивной решетке и ее пространственных субгармониках

При считывании формируемых в кристалле после генерации субгармоник фоторефрактивных решеток единственным пучком света I_S (или I_P) соответствующая дифракционная картина релаксирует в течение нескольких минут. Это позволило провести исследование поляризации света в дифракционных максимумах и возможности интерференции их друг с другом. Проведенные нами эксперименты для $\Lambda = 16 \mu\text{m}$ показали, что при считывании дифракционной картины пучком I_S (рис. 2) поляризация света в дифракционном порядке $+1$ почти параллельна, а в дифракционных порядках $1/2$, $-3/2$ и $+3/2$ почти ортогональна к вектору поляризации для дифракционного максимума -1 . Мы также установили, что в этом случае интерференция между пучками света -1 и $+1$, $-3/2$ и $+3/2$, $-3/2$ и $1/2$, $+3/2$ и $1/2$ является сильной (коэффициент видности интерференционных полос близок к единице), в то время как интерференция между -1 и $1/2$, -1 и $-3/2$, -1 и $+3/2$ очень слабая. Заметим, что при других периодах основной решетки Λ исследования поляризации света в дифракционных порядках дают те же результаты, что и для $\Lambda = 16 \mu\text{m}$.

Дифракция света в дробные порядки $1/2$, $+3/2$ и $-3/2$ имела сравнительно низкую эффективность (не более 1% по отношению к интенсивности пучка в -1 порядке), а дифракция света в основной $+1$ порядок была достаточно эффективной ($\sim 20\%$).

Зависимость интенсивности дифракционных порядков от периода и глубины модуляции основной интерференционной решетки

Из представленного авторами работ [9,12,17,18] анализа следует, что зависимость эффективности генерации пространственных субгармоник от глубины модуляции

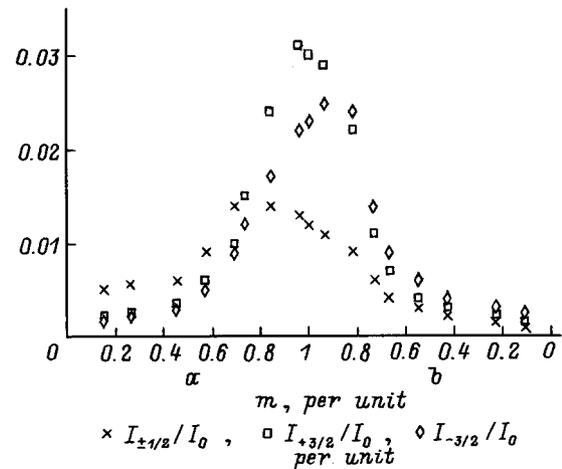


Рис. 5. Зависимость интенсивности света в дробных дифракционных порядках от коэффициента модуляции падающей на кристалл интерференционной картины. a — ослабление I_S , b — ослабление I_P .

основной фоторефрактивной решетки носит пороговый характер (при прочих неизменных параметрах). В наших экспериментах для стационарного режима генерации субгармоник мы исследовали зависимость $I_{+3/2}(m)$, $I_{-3/2}(m)$ и $I_{\pm 1/2}(m)$ интенсивности света в дробных дифракционных порядках (рис. 2) от величины коэффициента модуляции m падающей на кристалл интерференционной световой картины. На рис. 5 представлены результаты измерений этих зависимостей, нормированных на суммарную интенсивность света I_0 в дифракционных максимумах ± 1 , $1/2$ и $\pm 3/2$. Все измерения проводились при амплитуде внешнего электрического поля $E_0 = 10.1 \text{ kV/cm}$ ($f = 300 \text{ Hz}$) и периоде основной решетки $\Lambda = 16.9 \mu\text{m}$. При этом в начале эксперимента значение m на входной грани кристалла устанавливалось равным 1, а затем уменьшалась интенсивность либо пучка I_S , либо I_P (рис. 2).

Из рис. 5 видно, что уменьшение интенсивности $I_S < I_P$ падающего на кристалл сигнального пучка сначала приводит к незначительному увеличению интенсивности $I_{+3/2}(m)$ и $I_{\pm 1/2}(m)$, затем к резкому спаду с плавным переходом к режиму слабой зависимости этой интенсивности от величины m . Подобным образом ведет себя и зависимость $I_{-3/2}(m)$, но при уменьшении интенсивности $I_P < I_S$ падающего на кристалл пучка наоборот.

При уменьшении интенсивности $I_P < I_S$ интенсивности $I_{+3/2}(m)$ и $I_{\pm 1/2}(m)$ резко падают, а затем происходит переход к режиму слабой зависимости от величины m . Точно так же ведет себя зависимость $I_{-3/2}(m)$, но при уменьшении интенсивности $I_S < I_P$ (рис. 5). Таким образом, наблюдается зеркальная симметрия в качественном поведении зависимостей $I_{+3/2}(m)$ и $I_{\pm 1/2}(m)$.

Нами также была исследована зависимость интенсивности света $I_{+3/2}(\Lambda)$, $I_{-3/2}(\Lambda)$ и $I_{\pm 1/2}(\Lambda)$ в дифракционных порядках $\pm 1/2$, $+3/2$ и $-3/2$ соответственно от

периода Λ основной фоторефрактивной решетки. Все измерения были сделаны для внешнего поля с амплитудой $E_0 = 10.1 \text{ kV/cm}$, частотой $f = 300 \text{ Hz}$ и при значении индекса модуляции $m = 1$ падающих на кристалл плоских световых пучков с апертурой $a = 6 \text{ mm}$ и линейной поляризацией вдоль оси [001].

Отметим, что при увеличении периода основной фоторефрактивной решетки от $\Lambda \approx 6$ до $20 \text{ }\mu\text{m}$ эффективность света в порядках $+3/2$ и $-3/2$ в целом падала, а в порядке $\pm 1/2$ росла. При этом незначительное изменение величины периода основной решетки Λ (на десятки доли микрометра) приводило к резкому (резонансному) спаду или росту интенсивностей $I_{+3/2}$ и $I_{-3/2}$, в то время как уменьшение или увеличение интенсивности $I_{\pm 1/2}$ при таком локальном изменении Λ было незначительным.

Результаты некоторых измерений, нормированных на суммарную интенсивность света I_0 в дифракционных максимумах ± 1 , $1/2$, $\pm 3/2$ (рис. 2), представлены в таблице.

| $\Lambda, \mu\text{m}$ | $I_{+3/2}/I_0$ (per unit) | $I_{-3/2}/I_0$ (per unit) | $I_{\pm 1/2}/I_0$ (per unit) | I_{+1}/I_0 (per unit) | I_{-1}/I_0 (per unit) |
|------------------------|------------------------------|------------------------------|---------------------------------|----------------------------|----------------------------|
| 7.4 | 0.022 | 0.023 | 0 | 0.447 | 0.508 |
| 8.4 | 0.037 | 0.032 | 0 | 0.410 | 0.521 |
| 10.7 | 0.019 | 0.02 | 0.001 | 0.408 | 0.552 |
| 13.5 | 0.039 | 0.033 | 0.002 | 0.410 | 0.516 |
| 16.0 | 0.009 | 0.010 | 0.006 | 0.420 | 0.555 |
| 16.9 | 0.030 | 0.023 | 0.012 | 0.414 | 0.521 |
| 17.8 | 0.013 | 0.013 | 0.020 | 0.418 | 0.536 |
| 19.0 | 0.003 | 0.003 | 0.003 | 0.418 | 0.573 |

Обсуждение результатов

Выше отмечалось, что в исследованном кристалле для интервала пространственных периодов основной решетки $\Lambda = 7-25 \text{ }\mu\text{m}$ теория [18] предсказывает возможность генерации целого спектра субгармоник вследствие неустойчивости решетки поля пространственного заряда. Однако некоторые из исследованных нами эффектов не укладываются в рамки данной теоретической модели и не наблюдались ранее экспериментально.

1. Слабая зависимость эффекта генерации пространственных субгармоник от частоты внешнего электрического поля для $f > 90 \text{ Hz}$ не согласуется с экспериментальными данными работы [5]. В то же время в соответствии с предсказаниями теории [18] в высокочастотном пределе такая зависимость должна отсутствовать.

2. Близкие интенсивности света в дробных дифракционных порядках $1/2$, $+3/2$, $-3/2$ при считывании дифракционной картины световым пучком -1 порядка ($\sim 1\%$ от считывающего пучка) и величина эффективности дифракции в $+1$ порядка ($\sim 20\%$) свидетельствуют о существовании в кристалле решеток $3\mathbf{K}/2$ наряду с решетками $\mathbf{K}/2$. Действительно, при каскадном процессе дифракции сначала из -1 -го в $+1$ -й порядок, а затем в $+3/2$ ее эффективность не должна превосходить 0.2% .

3. В отличие от известных работ [1-9,11] мы наблюдали эффект генерации пространственных субгармоник при достаточно малом контрасте интерференционной картины $m \approx 0.15$. Это не противоречит выводам работы [18], где для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с типичными параметрами при меандровом внешнем поле предсказаны пороговые значения контраста $m_{\text{th}} < 0.07$ для генерации субгармоники $\mathbf{K}/2$.

4. Зависимости интенсивностей соответствующих субгармоникам дифракционных максимумов от пространственного периода основной решетки и поляризационные свойства светового поля при дифракции считывающего пучка могут быть связаны, по нашему мнению, с двумя причинами. Первая заключается во влиянии брэгговских условий и пространственных спектров субгармоник и основной решетки на процессы дифракции света как в режиме генерации, так и в режиме релаксации (считывания) субгармоник. Второй причиной может быть оптическая нелинейность в условиях многоволнового взаимодействия, которая ранее рассматривалась в работах [1,7,8,19] как основная причина генерации субгармоник. Возможно, что она оказывает лишь дополнительное влияние на рассматриваемые эффекты неустойчивости поля пространственного заряда, связанные с процессами переноса зарядов в знакопеременном поле.

Отметим, что при анализе процессов дифракции света и многопучкового взаимодействия необходимо учитывать естественное циркулярное и наведенное внешним электрическим полем линейное двулучепреломление кристаллов силленитов [26,31], которое в работах [12-19] не принималось во внимание.

Таким образом, в данной работе проведено детальное экспериментальное исследование генерации пространственных субгармоник фоторефрактивной решетки в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Cd}$ во внешнем меандровом электрическом поле на длине волны светового излучения $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$. Полученные результаты сопоставлены с данными других работ и существующей теоретической моделью.

Данные исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда (грант № RI 5000).

Список литературы

- [1] Kukhtarev N.V., Krätzig E., Külich H.C. et al. // Appl. Phys. B. 1984. Vol. 35. P. 17-21.
- [2] Mallick S., Imbert B., Ducollet H. et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 12. P. 5660-5663.
- [3] Webb D.J., Au L.B., Jones D.C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. N 16. P. 1602-1604.
- [4] Jones D.C., Lyuksyutov S.F., Solymar L. // Appl. Phys. B. 1991. Vol. 52. P. 173-175.
- [5] Takacs J., Solymar L. // Opt. Lett. 1992. Vol. 17. N 4. P. 247-248.
- [6] Takacs J., Schaub M., Solymar L. // Opt. Commun. 1992. Vol. 91. P. 252-254.

- [7] *Novikov A., Odoulov S., Jungen R.* et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. Vol. 9. N 9. P. 1654–1660.
- [8] *Popov V., Shandarov E., Shandarov S.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. Vol. 9. N 9. P. 1661–1665.
- [9] *Kwak C.H., Takacs J., Solyman L.* // Opt. Commun. 1993. Vol. 96. P. 278–282.
- [10] *Литвинов Р.В., Питченко С.Н., Решетько А.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 4. С. 7–10.
- [11] *Pedersen H.C., Johansen P.M.* // Opt. Lett. 1995. Vol. 20. N 7. P. 689–691.
- [12] *Блендовский А., Оттен Д., Рингофер К.* и др. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 2(8). С. 406–423.
- [13] *Sturman B.I., Mann M., Ringhofer K.H.* // Appl. Phys. A. 1992. Vol. 55. P. 235–241.
- [14] *Sturman B.I., Mann M., Ringhofer K.H.* // Opt. Lett. 1992. Vol. 17. N 22. P. 1620–1622.
- [15] *Sturman B.I., Mann M., Ringhofer K.H.* // Opt. Lett. 1993. Vol. 18. N 9. P. 702–704.
- [16] *Ringhofer K.H., Solyman L.* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 12. P. 1039–1040.
- [17] *Nestorcin O.P.* // Opt. Commun. 1991. Vol. 81. N 5. P. 315–320.
- [18] *Sturman B.I., Mann M., Otten J.* et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1993. Vol. 10. N 10. P. 1919–1932.
- [19] *Ringhofer K.H., Solyman L.* // Appl. Phys. B. 1989. Vol. 48. P. 395–400.
- [20] *Волков В.В., Каргин Ю.Ф., Литвинов Р.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 10. С. 74–78.
- [21] *Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Обулов С.Г.* и др. // УФН. 1979. Т. 129. С. 113–137.
- [22] *Kuchtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G.* et al. // Ferroelectrics. 1979. Vol. 22. P. 949–960.
- [23] *Степанов С.И., Соцава С.Л.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1763–1766.
- [24] *Степанов С.И.* // Оптическая голография с записью в трехмерных средах / Под ред. Ю.Н. Денисюка. Л.: Наука, 1986. С. 17–30.
- [25] *Shandarov S.* // Appl. Phys. A. 1992. Vol. 55. P. 91–96.
- [26] *Stace C., Powell A.K., Walsh K.* et al. // Opt. Commun. 1989. Vol. 70. N 6. P. 509–514.
- [27] *Степанов С.И., Хатьков Н.Д., Шандаров С.М.* // ФГТ. 1987. Вып. 10. С. 3054–3058.
- [28] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* // Фото-рефрактивные кристаллы в когерентной оптике. С.-Пб.: Наука, 1992.
- [29] *Jonathan C.J.M., Hellwarth R.W., Roosen G.* // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. QE-22. N 10. P. 1936–1941.
- [30] *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику. Пер. с англ. М.: Мир, 1970. 364 с.
- [31] *Pauliat G., Besson C., Roosen G.* // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. QE-23. N 7. P. 1736–1740.