

Встречное двухволновое взаимодействие в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ в условиях фотоиндуцированного поглощения света

А.Г.Мартьянов*, Е.Ю.Агеев*, С.М.Шандаров*, А.Е.Мандель*, Н.В.Бочанова*, Н.В.Иванова*,
Ю.Ф.Каргин**, В.В.Волков**, А.В.Егорышева**, В.В.Шепелевич****

Показано, что при встречном взаимодействии когерентных световых пучков с длиной волны $\lambda = 633$ нм в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ формируется отражательная голографическая решетка. Она представляет собой совокупность фазовой и амплитудной составляющих, связанных с фотоиндуцированными возмущениями коэффициентов преломления и поглощения кристалла. Одновременно с формированием решетки происходит фотоиндуцированное уменьшение коэффициента поглощения света $\Delta\alpha$, равное -0.07 см^{-1} . При некогерентном облучении с $\lambda \approx 600$ нм возникает фотоиндуцированное просветление кристалла ($\Delta\alpha = -0.12 \text{ см}^{-1}$), в то время как при $\lambda \approx 570$ нм происходит увеличение поглощения.

Ключевые слова: фоторефрактивная решетка, двухволновое взаимодействие, фотоиндуцированное поглощение.

1. Введение

Динамические решетки отражательного типа, формирующиеся в фоторефрактивных кристаллах, представляют интерес для создания узкополосных оптических фильтров [1] и голографических интерферометров [2]. Встречное взаимодействие на отражательных решетках может быть использовано для самообращения лазерных пучков [3] и усиления слабых световых волн [4, 5].

Привлекательным фоторефрактивным материалом для использования в красной области спектра является титанат висмута, относящийся к кубическому нецентросимметричному классу симметрии 23. Кристаллы $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ имеют малое удельное оптическое вращение плоскости поляризации ($\rho \sim 6.3$ угл.град.мм $^{-1}$ на длине волны $\lambda = 633$ нм) и относительно высокую скорость фоторефрактивного отклика [6, 7]. Они допускают легирование различными примесями, существенно изменяющими оптические, фотопроводящие и фотохромные свойства исходного монокристалла [8, 9]. При когерентном излучении фотохромный эффект приводит к формированию в фоторефрактивном кристалле не только фазовых голограмм, но и амплитудных решеток коэффициента поглощения [10, 11]. Двухпучковое взаимодействие на таких комбинированных решетках в кристаллах титаната висмута в пропускающей геометрии изучалось, например, в [12, 13].

В настоящей работе экспериментально исследуется динамика двухпучкового взаимодействия лазерного излучения на объемной голографической решетке отражательного типа в легированном кальцием и галлием монокристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$.

2. Методика экспериментов

В экспериментах использовался легированный кальцием и галлием монокристалл титаната висмута, выращенный по методу Чохральского из раствора в расплаве. Исходная шихта содержала оксиды висмута Vi_2O_3 и титана TiO_2 , а также добавки карбоната кальция CaCO_3 и оксида галлия Ga_2O_3 , весовая концентрация которых составляла 0.17 % и 0.16 % соответственно. Рост осуществлялся на затравку $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ориентированную в направлении (100)) на воздухе в платиновом тигле, помещенном в печь с резистивным нагревателем. Исследуемый нами образец имел оптически полированные грани (111) с поперечными размерами 7×12 мм и толщину $d = 8.74$ мм. Разориентация граней относительно кристаллографических плоскостей (111), измеренная с помощью рентгеновского дифрактометра, не превышала 0.2° . Кристалл $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ имел кубическую объемно центрированную структуру (пространственная группа 123) с параметром элементарной ячейки $a_0 = 10.17$ Å. Удельное оптическое вращение плоскости поляризации $\rho = -7.4$ угл.град.мм $^{-1}$ при $\lambda = 633$ нм превышало $\rho = -6.3$ угл.град.мм $^{-1}$, характерное для нелегированного титаната висмута.

Схема экспериментальной установки по взаимодействию световых пучков на отражательной решетке изображена на рис.1. Диаметр пучка излучения He-Ne-лазера 5 ($\lambda = 633$ нм) с гауссовым распределением амплитуды и линейной поляризацией, проходя коллиматор 1, увеличивался до $2r_0 = 2.2$ мм по уровню половинной интенсивности. Фильтр 2 использовался для ослабления входной интенсивности пучка I_0 до 70 мВт/см^2 . Поляризатор 3 и составная четвертьволновая пластинка 4 [14] позволяли задавать поляризацию светового излучения на входной грани кристалла, близкую к круговой, с коэффициентом эллиптичности $\Psi \geq 0.96$. Небольшая клиновидность образца ($\sim 0.2^\circ$) давала возможность разделить пучки с интенсивностями I_r и I_s , отраженные соответственно от входной ($x = -d$) и выходной ($x = 0$) грани кристалла. Интенсивности прошедшего и сигнально-

*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

***Мозырский государственный педагогический университет, Белоруссия, 247760 Мозырь, Студенческая ул., 28

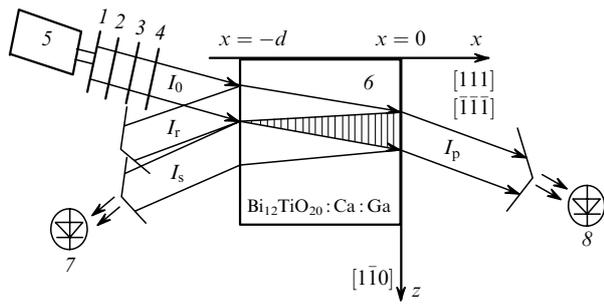


Рис.1. Схема экспериментальной установки:
1 – коллиматор; 2 – светофильтр; 3 – поляризатор; 4 – составная четвертьволновая пластинка; 5 – He–Ne-лазер; 6 – исследуемый кристалл; 7, 8 – фотодиоды.

го пучков I_p и I_s фиксировались фотодиодами 7 и 8 соответственно. В экспериментах применялась автоматическая компьютерная система съема данных с фотодиодов, позволяющая регулировать интервалы времени между отсчетами показаний на различных этапах эксперимента от 0.1 до 10 с. В промежутках между экспериментами кристалл закрывался светонепроницаемым футляром, используемым для изоляции от внешней засветки и обеспечения релаксации состояния кристалла к исходному, время которой составляло около суток.

Эксперименты по исследованию динамики изменения интенсивностей прошедшего ($I_p(t)$) и сигнального ($I_s(t)$) пучков после включения падающего пучка проводились для двух противоположных ориентаций кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$. Вторая ориентация получалась из первой путем поворота образца на 180° вокруг вертикальной оси, совпадающей с кристаллографическим направлением $[1\bar{1}0]$ (рис.1).

Для изучения динамики фотоиндуцированного поглощения света в исследуемом кристалле использовалось некогерентное излучение полупроводниковых светодиодов, близкое по длинам волн ($\lambda = 660$ и 570 нм) и интенсивности к излучению He–Ne-лазера. Длина когерентности полупроводниковых световодов не превышала 25 мкм, поэтому отражательная решетка в кристалле, которая может формироваться только вблизи отражающей внутренней грани $x = 0$, не оказывала заметного влияния на динамику интенсивности прошедшего пучка $I_p(t)$.

3. Экспериментальные результаты

Временные зависимости нормированной интенсивности пучков $I_p(t)$ и $I_s(t)$, наблюдаемые после включения входного лазерного излучения с круговой поляризацией, представлены на рис.2. Для обеих ориентаций образца интенсивности прошедшего и сигнального пучков увеличиваются со временем, что свидетельствует о фотоиндуцированном просветлении кристалла. В случае первой ориентации относительный рост интенсивности слабой сигнальной волны значительно превышает таковой для сильного прошедшего пучка (рис.2,а). Это связано с формированием в кристалле отражательной решетки, на которой и происходит перекачка энергии в сигнальную волну. Зависимости $I_p(t)$ и $I_s(t)$ имеют два характерных участка. На начальном участке продолжительностью ~ 150 с интенсивность быстро растет. Далее происходят сравнительно медленные процессы, продолжающиеся в течение длительного времени. Интенсивность сигнальной волны достигает максимума при $t \approx 600$ с, а затем начинает

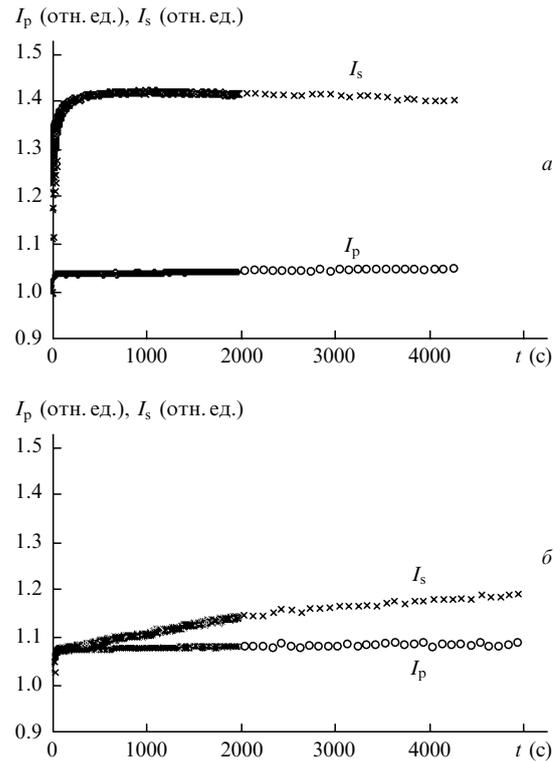


Рис.2. Временные зависимости интенсивностей прошедшего (I_p) и сигнального (I_s) пучков при входной интенсивности $I_0 = 70$ мВт/см² и ориентации вектора решетки вдоль оси $[111]$ (а) и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ (б).

медленно падать, в то время как для прошедшего пучка наблюдается ее незначительный рост.

Изменение ориентации кристалла поворотом вокруг оси $[1\bar{1}0]$ на 180° приводит к смене направления перекачки энергии, поэтому относительный рост интенсивности накачки в этом случае (рис.2,б) выше, чем в случае первой ориентации (рис.2,а). Однако сигнальный пучок, энергия которого перекачивается здесь к волне накачки на фото-рефрактивной решетке диффузионного типа, продолжает возрастать в течение всего эксперимента.

Вариации интенсивности прошедшего пучка $I_p(t)$ при когерентном излучении связаны как с фотоиндуцированным просветлением кристалла, так и со взаимодействием на отражательной решетке. При некогерентном свете динамика $I_p(t)$ отражает только изменения коэффициента поглощения кристалла $\alpha(t)$. Временные зависимости этих изменений $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha(0)$ для узкополосного излучения полупроводниковых светодиодов с длинами волн $\lambda \approx 660$ и 570 нм представлены на рис.3. Видно, что в то время как излучение из красной области спектра приводит к просветлению кристалла, желтый свет вызывает увеличение собственного коэффициента поглощения. Максимальное просветление кристалла $\Delta\alpha(t) = -0.12$ см⁻¹ наблюдалось для $\lambda \approx 660$ нм при $I_0 = 81$ мВт/см² и достигалось за время ~ 300 с. За исключением кривой, соответствующей $I_0 = 61$ мВт/см², $\lambda \approx 660$ нм, представленные зависимости $\Delta\alpha(t)$ имеют участки медленного роста поглощения, продолжающегося в течение всего эксперимента.

Отметим, что динамика изменений коэффициента поглощения $\Delta\alpha(t)$ при некогерентном излучении совпадала в пределах точности эксперимента для обеих ориентаций кристалла. На начальном участке изменение $\Delta\alpha(t)$ происходило линейно со временем, а скорость уменьшения по-

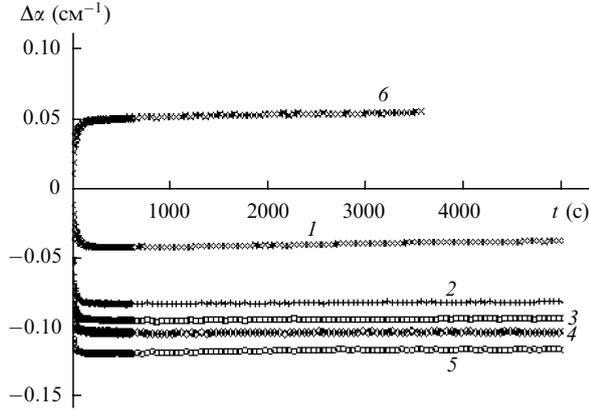


Рис.3. Временные зависимости изменений коэффициента поглощения кристалла при засветке некогерентным излучением с $\lambda \approx 660$ нм (1–5), $\lambda \approx 570$ нм (6) и $I_0 = 7$ (1), 20 (2), 34 (3), 61 (4), 81 (5) и 1.6 мВт/см² (6).

глощения для $\lambda \approx 660$ нм была пропорциональна входной интенсивности I_0 .

4. Теоретическая модель взаимодействия на отражательной решетке

Световые поля пучков, взаимодействующих на отражательной решетке, могут быть представлены в виде суперпозиции собственных волн

$$E_p(x) = [C_{p1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x) + C_{p2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)] \times \exp\left(-\frac{\alpha}{2}x\right), \quad (1)$$

$$E_s(x) = [C_{s1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) + C_{s2}(x)e_2^* \exp(ik_0n_2x)] \times \exp\left(\frac{\alpha}{2}x\right), \quad (2)$$

с векторами поляризации $e_{1,2} = (y_0 \pm iz_0)/\sqrt{2}$. Здесь $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$; $k_0 = 2\pi/\lambda$; n_0 и α – коэффициенты преломления и поглощения кристалла. В образцах среза (111) волна накачки с правой круговой поляризацией ($C_{p2} \neq 0$, $C_{p1} = 0$) может эффективно обмениваться энергией с левополяризованной сигнальной волной ($C_{s1} \neq 0$, $C_{s2} = 0$), и наоборот [15]. В этом случае поляризационная структура светового поля в процессе взаимодействия не изменяется. Левополяризованная сигнальная волна возникает в кристалле при отражении пучка накачки с правой круговой поляризацией от выходной грани (при $x = 0$, см. рис.1). Образующаяся в кристалле интерференционная картина характеризуется вектором решетки $\mathbf{K} = 2k_0n_0x_0$, пространственным периодом $\Lambda = 2\pi/|\mathbf{K}| = \lambda/(2n_0)$ и контрастом

$$m(x) = \frac{2C_{s1}C_{p2}^*}{|C_{p2}|^2 \exp(-\alpha x) + |C_{s1}|^2 \exp(\alpha x)}. \quad (3)$$

Периодическая неравномерность освещения кристалла вызывает перераспределение зарядов по дефектным центрам. В отсутствие приложенного к кристаллу внешнего электрического поля диффузия приводит к формированию распределения поля пространственного заряда,

сдвинутого относительно интерференционной картины на четверть пространственного периода. Благодаря линейному электрооптическому эффекту в кристалле возникает сдвинутая фазовая отражательная решетка, амплитуда которой при $m \ll 1$ пропорциональна контрасту. Из-за сложной структуры дефектных центров, имеющих разные сечения фотоионизации, в реальных кристаллах могут формироваться и амплитудные решетки абсорбционного типа [11, 16]. Такие решетки имеют пространственный сдвиг $\delta = 0$ или $\delta = \Lambda/2$ относительно интерференционной картины и амплитуду, также пропорциональную m для малых контрастов.

С учетом сделанных допущений уравнения связанных волн, описывающие двухпучковое взаимодействие на отражательной решетке в срезе (111) поглощающего гиротропного кристалла симметрии 23, могут быть получены в виде

$$\frac{dC_{s1}}{dx} = -\frac{1}{4}(\Gamma_{ph} - \Gamma_a)mC_{p2} \exp(-\alpha x), \quad (4)$$

$$\frac{dC_{p2}}{dx} = -\frac{1}{4}(\Gamma_{ph} + \Gamma_a)m^*C_{s1} \exp(\alpha x), \quad (5)$$

где Γ_{ph} и Γ_a – коэффициенты двухпучкового усиления для фоторефрактивной и абсорбционной решеток соответственно. Переходя к интенсивностям $\tilde{I}_p \sim |E_p|^2$ и $\tilde{I}_s \sim |E_s|^2$ и используя соотношения (1)–(3), из системы уравнений (4) и (5) получаем

$$\frac{d\tilde{I}_s}{dx} = \alpha\tilde{I}_s - (\Gamma_{ph} - \Gamma_a)\frac{\tilde{I}_p\tilde{I}_s}{\tilde{I}_p + \tilde{I}_s}, \quad (6)$$

$$\frac{d\tilde{I}_p}{dx} = \alpha\tilde{I}_p - (\Gamma_{ph} + \Gamma_a)\frac{\tilde{I}_p\tilde{I}_s}{\tilde{I}_p + \tilde{I}_s}. \quad (7)$$

При выполнении условий $\tilde{I}_s \ll \tilde{I}_p$ и $\alpha\tilde{I}_p \gg |\Gamma_{ph} + \Gamma_a|\tilde{I}_s$ можно пренебречь изменениями интенсивности накачки за счет двухпучкового взаимодействия и получить решение уравнения (7) в виде

$$\tilde{I}_p = \tilde{I}_0 \exp(-\alpha x), \quad (8)$$

где $\tilde{I}_0 = \tilde{I}_p(0)$. В таком приближении заданной накачки уравнение (6) имеет следующий интеграл:

$$x = \frac{1}{\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a} \ln\left(\frac{\tilde{I}_s}{\tilde{I}_{s0}}\right) - \frac{\Gamma_{ph} - \Gamma_a}{2\alpha(\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a)} \times \ln\left[\frac{(2\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a)\tilde{I}_0 + 2\alpha\tilde{I}_s \exp(\alpha x)}{(2\alpha - \Gamma_{ph} + \Gamma_a)\tilde{I}_0 + 2\alpha\tilde{I}_{s0}}\right], \quad (9)$$

где $\tilde{I}_{s0} = \tilde{I}_s(0)$.

Для точного численного решения системы уравнений (6) и (7) можно воспользоваться ее интегралом

$$\frac{\tilde{I}_p}{\tilde{I}_0} = \left[\frac{\tilde{I}_{s0}}{\tilde{I}_s(x)}\right]^r \exp(Gx), \quad (10)$$

где

$$r = \frac{\Gamma_{ph} + \Gamma_a}{\Gamma_{ph} - \Gamma_a}; \quad G = \frac{2\alpha\Gamma_{ph}}{\Gamma_{ph} - \Gamma_a} - \Gamma_{ph} - \Gamma_a. \quad (11)$$

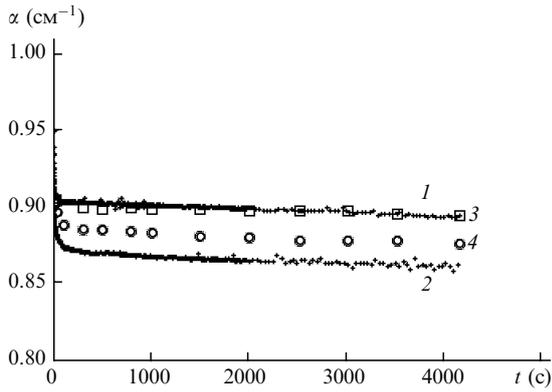


Рис.4. Временная зависимость коэффициента поглощения α , полученная при решении уравнения (12) (1, 2) и после подгонки решения под экспериментальные данные (3, 4) в случае распространения света вдоль осей $[111]$ (1, 3) и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ (2, 4).

С учетом (10) уравнение (6) принимает вид

$$\frac{d\tilde{I}_s}{dx} = \alpha_0 \tilde{I}_s - (\Gamma_{ph} - \Gamma_a) \frac{\tilde{I}_0 (\tilde{I}_{s0} / \tilde{I}_s)^r \exp(Gx)}{1 + \tilde{I}_0 (\tilde{I}_{s0})^r (\tilde{I}_s)^{-(r+1)} \exp(Gx)}. \quad (12)$$

5. Анализ и обсуждение результатов

Соотношения (8) и (9) позволяют из экспериментальных данных для интенсивностей $I_p(t)$ и $I_s(t)$ (см. рис.2) оценить в приближении заданной накачки временное поведение параметров кристалла $\alpha(t)$ и $\Delta(t) = \Gamma_{ph}(t) - \Gamma_a(t)$ для каждого эксперимента. Представленные на рис.4 и 5 результаты такого расчета показывают, что для двух противоположных ориентации кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Ca} : \text{Ga}$ в зависимостях $\alpha(t)$ и $\Delta(t)$ имеются количественные и качественные различия. Для ориентации образца $x_0 \parallel [111]$ (см. рис.1) расчет дает меньшее значение фотоиндуцированного просветления кристалла (кривая 1, рис.4), чем для ориентации $x_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ (кривая 2, рис.4). Различия в знаках коэффициентов двухпучковой связи на отражательной решетке $\Delta^+(t)$ и $\Delta^-(t)$ и в их абсолютных значениях для ориентаций образца (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ (рис.5) можно связать с изменением знака коэффициента $\Gamma_a(t)$ при переходе от исходной ориентации к противоположной.

Полагая, что абсолютные значения $|\Gamma_a(t)|$ и $|\Gamma_{ph}(t)|$ одинаковы для обоих экспериментов, получаем

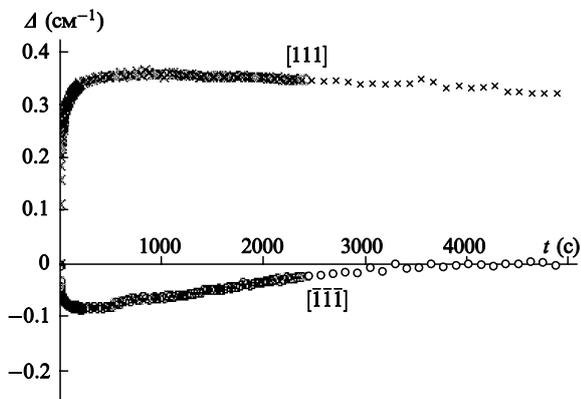


Рис.5. Динамика изменений параметра $\Delta(t) = \Gamma_{ph}(t) - \Gamma_a(t)$ при распространении падающего света вдоль кристаллографических направлений $[111]$ и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$.

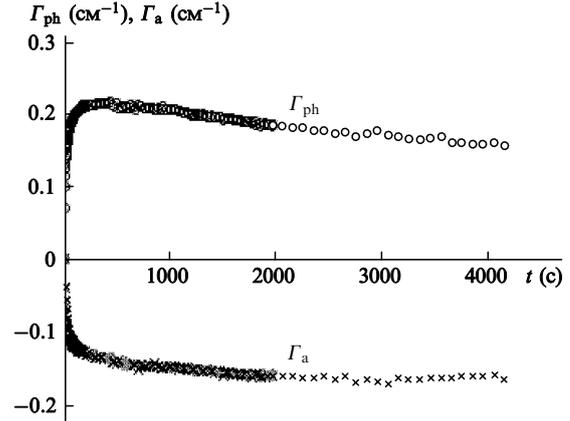


Рис.6. Динамика изменений экспоненциальных коэффициентов двухпучкового усиления связи для фоторефрактивной ($\Gamma_{ph}(t)$) и абсорбционной ($\Gamma_a(t)$) составляющих отражательной решетки.

$$\Gamma_{ph}(t) = \frac{\Delta^+(t) - \Delta^-(t)}{2}, \quad (13)$$

$$\Gamma_a(t) = -\frac{\Delta^+(t) + \Delta^-(t)}{2}.$$

Расчитанные по формулам (13) временные зависимости коэффициентов связи для фоторефрактивной и абсорбционной составляющих отражательной решетки представлены на рис.6. Амплитуда фоторефрактивной решетки достигает максимума ($\Gamma_{ph} = 0.21 \text{ см}^{-1}$) при $t \sim 400 \text{ с}$, после чего начинает медленно уменьшаться. Амплитудная решетка характеризуется отрицательным коэффициентом связи, что приводит к перекачке мощности, всегда направленной от сильного пучка накачки к слабому сигнальному пучку. Это хорошо согласуется с известными представлениями [16] о двухпучковом взаимодействии на абсорбционных решетках, в соответствии с которыми такое направление перекачки мощности должно наблюдаться при фотоиндуцированном просветлении среды. Быстрое увеличение амплитуды абсорбционной решетки в течение $\sim 100 \text{ с}$ сменяется участком ее медленного роста до значений $|\Gamma_a(t)| = 0.17 \text{ см}^{-1}$. При $t \sim 2500 \text{ с}$ коэффициенты связи Γ_{ph} и Γ_a становятся близкими друг к другу по абсолютной величине.

Анализ условий применимости приближения заданной накачки показывает, что при ориентации образца $x_0 \parallel [111]$ они выполняются в течение всего эксперимента. Однако при $x_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ оба коэффициента (Γ_{ph} и Γ_a) являются отрицательными, и пренебрежение вкладом нелинейного члена в уравнении (7) в зависимость $\tilde{I}_p(x)$ приводит к заниженной оценке коэффициента поглощения $\alpha(t)$. Численное решение уравнения (12) при найденных в приближении заданной накачки коэффициентах связи $\Gamma_{ph}(x)$ и $\Gamma_a(x)$ позволяет уточнить временную зависимость коэффициента поглощения $\alpha(t)$.

Из приведенных на рис.4 результатов подгонки зависимостей $\alpha(t)$ под экспериментальные данные с использованием уравнения (12) и их анализа в приближении заданной накачки следует, что в первом случае значения коэффициентов поглощения для двух противоположных ориентаций образца оказываются более близкими. Различие в зависимостях 3 ($x_0 \parallel [111]$) и 4 ($x_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$) не превышает 0.02 см^{-1} . Оно может быть объяснено как недостаточной идентичностью условий экспериментов при ори-

ентациях кристалла (111) и ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$), так и систематической погрешностью калибровки фотодиодов, применяемых для измерений интенсивностей падающего, прошедшего и сигнального пучков. Кроме того, это различие связано с приближениями, которые принимались для определения временного поведения независимых параметров $\alpha(t)$, $\Gamma_{ph}(x)$ и $\Gamma_a(x)$ из экспериментальных данных.

Отметим, что при одинаковых интенсивностях фотоиндуцированное просветление кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ для $\lambda = 633$ нм меньше, чем в случае длинноволнового излучения ($\lambda \approx 660$ нм), см. рис.3 и 4. Более коротковолновый свет из желтой области спектра ($\lambda = 570$ нм) приводит уже к росту его поглощения в данном кристалле.

6. Заключение

Таким образом, при встречном взаимодействии когерентных световых пучков с длиной волны $\lambda = 633$ нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ среза (111) образуется отражательная голографическая решетка, представляющая собой совокупность фоторефрактивной и абсорбционной решеток. Первая обусловлена фотоиндуцированным возмущением коэффициента преломления кристалла, вторая – фотоиндуцированным поглощением света в кристалле. Рассчитанные по экспериментальным данным в приближении заданной накачки максимальные коэффициенты двухпучкового усиления для фоторефрактивной ($\Gamma_{ph}(x)$) и абсорбционной ($\Gamma_a(x)$) решеток близки по значению и составляют 0.21 и 0.17 см^{-1} соответственно.

При облучении кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}:\text{Ga}$ некогерентным излучением светодиодов на длине волны $\lambda \sim 660$ нм наблюдалось фотоиндуцированное просветление

кристалла. Более коротковолновый свет из желтой области спектра ($\lambda = 570$ нм) приводит к фотоиндуцированному поглощению света в кристалле.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ (грант № 02-02-81044) и INTAS (грант 1В 481).

1. Канаев И.Ф., Малиновский В.К., Суворцев Н.В. *ФТТ*, **42**, 2079 (2000).
2. Kukhtarev N., Bo Sn Chen, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Opt. Commun.*, **104**, 23 (1993).
3. Мамаев А.В., Шкунов В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 1863 (1989).
4. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1179 (1997).
5. Агеев Е.Ю., Шандаров С.М., Веретенников С.Ю., Мартьянов А.Г., Карташов В.А., Камшилин А.А., Прокофьев В.В., Шепелевич В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 343 (2001).
6. Fox A.J., Bruton T.M. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 360 (1975).
7. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках* (М.: Наука, 1990).
8. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. *Фотоиндуцированные явления в силикатах* (Новосибирск: Наука, 1990).
9. Riehemann S., Rickermann F., Volkov V.V., Egorysheva A.V., Von Bally G. *J. Nonlinear Opt. Phys. and Materials*, **6**, 235 (1997).
10. Vainos N.A., Clapham S.L., Eason R.W. *Appl. Opt.*, **28**, 4381 (1989).
11. Tayebati P., Mahgerefteh D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1053 (1991).
12. Kamshilin A.A. *Opt. Commun.*, **93**, 350 (1992).
13. Shandarov S., Emelyknov A., Kobozev O., Reshet'ko A., Volkov V., Kargin Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2801**, 221 (1996).
14. Гольцер И.В., Даршт М.Я., Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Рогачева Л.Ф. *Квантовая электроника*, **22**, 201 (1995).
15. Мартьянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. *ФТТ*, **44**, 1006 (2002).
16. Garret M.H., Chang J.Y., Jenssen H.P., Warde C.J. *Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1407 (1992).