

# Исследование нелинейно-оптических характеристик фоторефрактивных кристаллов BSO и BGO

Р.А.Ганеев, А.И.Ряснянский, Р.И.Тугушев, М.К.Кодиров, Ф.Р.Ахмеджанов, Т.Усманов

*Приведены результаты исследования нелинейной рефракции, нелинейного поглощения и оптического ограничения в фоторефрактивных кристаллах  $Bi_{12}SiO_{20}$  (BSO) и  $Bi_{12}GeO_{20}$  (BGO) на длине волны 532 нм излучения пикосекундного Nd: YAG-лазера.*

*Ключевые слова:* фоторефрактивные кристаллы, нелинейная рефракция, двухфотонное поглощение, оптическое ограничение.

## 1. Введение

Фоторефрактивные среды в последние годы находятся в центре внимания в связи с многочисленными возможностями их использования в оптоэлектронике и лазерной физике. Возможность применения  $Bi_{12}SiO_{20}$  (BSO),  $Bi_{12}GeO_{20}$  (BGO),  $Bi_{12}TiO_{20}$  (BTO),  $BaTiO_3$ , SBN и других кристаллов в таких областях, как обработка информации, а также когерентное усиление излучения при двух- и четырехволновом смешении вызвало к ним повышенный интерес [1–3]. При достижении условий самофокусировки оптических пучков [4] фоторефрактивные кристаллы могут быть использованы как оптические переключатели [5]. Проведены первые исследования возможности использования кристаллов BSO в качестве записывающей среды с многослойной оптической памятью [6]. Проанализированы поляризационные свойства этих кристаллов с целью их использования в качестве оптических корректоров [7]. Генерация пространственных гармоник исследована в процессах двухволнового смешения в BGO и BSO [8]. В настоящее время фоторефрактивные материалы являются наиболее эффективными средами для генерации фазово-сопряженных волн и голографической записи в реальном масштабе времени («динамические» голограммы). Детальный анализ применения фоторефрактивных сред дан в монографии [3]. В дополнение к этим применениям рассматривается возможность их использования в оптических ограничителях, пространственных световых модуляторах, оптических компьютерах и т. д.

Все перечисленные потенциальные возможности использования фоторефрактивных кристаллов требуют детального исследования их оптических и нелинейно-оптических характеристик. И если анализу этих параметров в поле маломощной световой волны посвящено значительное число исследований (см. монографии [2, 3]), то их оп-

тический и нелинейно-оптический отклик в поле мощного излучения к настоящему времени практически не изучен.

В настоящей работе представлены результаты исследования ряда нелинейно-оптических параметров кристаллов BSO и BGO (нелинейных показателей преломления, нелинейных коэффициентов поглощения и нелинейных восприимчивостей третьего порядка) на длине волны  $\lambda = 532$  нм методом  $z$ -сканирования, результаты исследования оптического ограничения в BSO и BGO в поле излучения пикосекундной длительности, а также результаты измерения коэффициентов вращения поляризации этих фоторефрактивных кристаллов в видимой и ИК областях спектра.

## 2. Экспериментальная установка

Кристаллы BSO и BGO выращивались методом Чохральского на установке «Донец-1». Исследованные кристаллы (кристаллическая симметрия 23) имели вид куба со сторонами 10 мм (BSO) и параллелепипеда со сторонами  $17 \times 11 \times 7.3$  мм (BGO). Грани кристалла BSO были ориентированы с точностью не хуже  $1^\circ$  по направлениям  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 112 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$ . Кристалл BGO был вырезан в направлениях  $\langle 001 \rangle$  (плоскость  $17 \times 11$  мм),  $\langle 010 \rangle$  (плоскость  $17 \times 7.3$  мм) и  $\langle 100 \rangle$  (плоскость  $11 \times 7.3$  мм). Спектры пропускания образцов приведены на рис. 1. Коэффициенты линейного поглощения кристаллов BSO и BGO на длине волны 532 нм составили  $1.04$  и  $1.32 \text{ см}^{-1}$  соответственно.

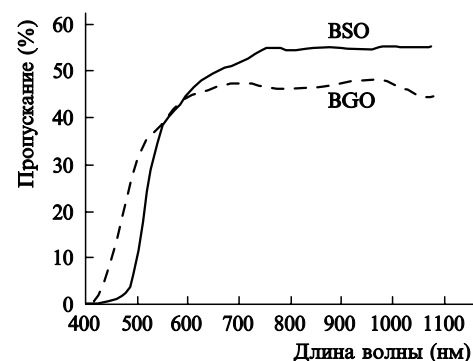


Рис. 1. Спектры пропускания кристаллов BSO и BGO.

Р.А.Ганеев, Р.И.Тугушев, Т.Усманов. НПО «Академприбор», АН Республики Узбекистан, 700125 Ташкент, Академгородок  
А.И.Ряснянский, М.К.Кодиров, Ф.Р.Ахмеджанов. Самаркандский государственный университет им. А.Навои, Узбекистан, 703004 Самарканд, ул. Фароби, 29; e-mail: gyasn2000@yahoo.com

Поступила в редакцию 19 марта 2003 г.

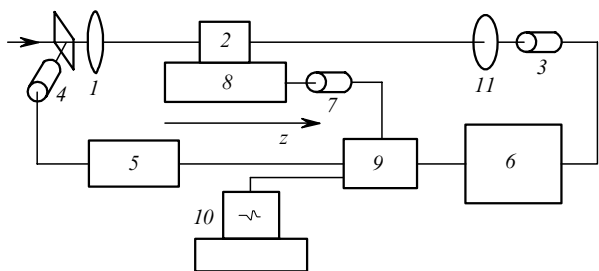


Рис.2. Схема автоматизированного комплекса по измерению нелинейно-оптических параметров фоторефрактивных сред:

1 – фокусирующая линза; 2 – исследуемые образцы (кристаллы BSO и BSG); 3, 4 – фотодиоды; 5, 6 – стробоскопические преобразователи напряжения; 7 – четырехфазный шаговый двигатель; 8 – столик с микроперемещениями; 9 – контроллер; 10 – персональный компьютер; 11 – ограничивающая диафрагма.

В экспериментах по исследованию нелинейно-оптических характеристик методом  $z$ -сканирования использовалась вторая гармоника излучения пикосекундного Nd:YAG-лазера ( $\tau = 55$  пс,  $\lambda = 532$  нм,  $E = 0.1$  мДж) с частотой повторения импульсов 2 Гц. Лазерное излучение фокусировалось линзой 1 с фокусным расстоянием 25 см (рис.2), радиус пучка в перетяжке составлял 46–48 мкм. Эксперименты проводились в диапазоне интенсивностей  $10^8 - 7 \times 10^9$  Вт см $^{-2}$ . Исследуемые объекты 2 (кристаллы BSO и BGO) перемещались с помощью столика с микроперемещениями 8 вдоль оптической оси  $z$ , проходя через область фокусировки. Энергия излучения отдельных лазерных импульсов измерялась калиброванным фотодиодом ФД-24К 4. На расстоянии 120 см от зоны фокусировки устанавливалась диафрагма 11 диаметром 1 мм (схема с ограничивающей диафрагмой), пропускавшая 3 % лазерного излучения. За диафрагмой помещался фотодиод ФД-24К 3.

Схема с ограничивающей диафрагмой позволяла определять как знак, так и величину нелинейного показателя преломления  $n_2$  исследуемых материалов, а также нелинейную восприимчивость третьего порядка  $\chi^{(3)}$ . Для нахождения коэффициента двухфотонного поглощения  $\beta_{2\omega}$  диафрагма убиралась, и измерялась зависимость пропускания образца от его положения относительно точки фокусировки излучения (схема с открытой диафрагмой). Сигналы с фотодатчиков 3 и 4 поступали на входы стробоскопических преобразователей напряжения 5 и 6, синхронизация запуска которых осуществлялась сигналом с лавинного фотодиода. Измеренные сигналы с обоих стробоскопических преобразователей напряжения в оцифрованном виде поступали в контроллер 9, который был связан с персональным компьютером 10 последовательным каналом связи.

Система перемещения образца включала в себя микрометрическую подвижку и четырехфазный шаговый двигатель 7 и обеспечивала шаг подачи 20 мкм за один цикл. Для снижения влияния флуктуаций интенсивности сигнал от излучения, прошедшего через образец, нормировался на сигнал от излучения, регистрируемого до области фокусировки. Каждая точка на приведенных ниже рис. 3–8 соответствует усреднению по 20 импульсам. Детальное описание схемы и методики экспериментов представлено в [9].

Для определения коэффициентов вращения угла поляризации в BSO и BGO использовалось излучение He-Ne-лазера (633 и 1150 нм).

### 3. Результаты исследования и их обсуждение

О первых наблюдениях самофокусировки лазерного излучения ( $\lambda = 457$  нм) в фоторефрактивных средах сообщалось в исследованиях с использованием кристалла SBN [10]. Анализ самофокусировки лазерного излучения в BSO в условиях приложенного внешнего электрического поля дан в работе [11]. Ниже приведены результаты исследования самофокусировки и других нелинейно-оптических процессов в фоторефрактивных кристаллах BSO и BGO с использованием метода  $z$ -сканирования. Сложность определения нелинейно-оптических параметров фоторефрактивных кристаллов с помощью других методов (четырёхволнового смещения и нелинейной интерферометрии) обусловлена необходимостью учета их оптической активности, особенно у таких кристаллов, как BSO, BGO и BTO, усложняющей (с учетом влияния вращения поляризации в этих средах) интерпретацию полученных результатов. Использование метода  $z$ -сканирования [12] позволяет исключить влияние поляризационных процессов в этих средах на результаты измерения.

Исследуемые кристаллы обладают большими линейными показателями преломления (2.6 у BSO и 2.5 у BGO). Соответствующие изменения этих параметров в поле сильной электромагнитной волны (в результате значительной нелинейно-оптической добавки нелинейного показателя преломления) ведут к вариациям прохождения и направленности подобного излучения. Представленные ниже результаты исследования самофокусировки, нелинейного поглощения и оптического ограничения выполнены в условиях воздействия лазерного излучения с плотностью мощности  $I \sim 10^9$  Вт см $^{-2}$ . Пороги оптического пробоя этих сред составляли  $2 \times 10^{10}$  Вт см $^{-2}$  (BGO) и  $4 \times 10^{10}$  Вт см $^{-2}$  (BSO).

На рис.3 приведена зависимость нормированного пропускания  $T$  кристалла BSO (ориентация (110)) для схемы  $z$ -сканирования с ограничивающей диафрагмой. Аналогичная зависимость была получена и для ориентации (111). Из рис.3 можно сделать вывод о положительном значении нелинейной рефракции, характеризующейся проявлением самофокусировки (провал в зависимости  $T(z)$  в предфокальной области с последующим пиком в постфокальной области). Следует также отметить некоторую асимметрию, выраженную в преобладании глубины провала над высотой пика в зависимости  $T(z)$  и характеризующую проявление еще одного нелинейного процесса – нелинейного поглощения.

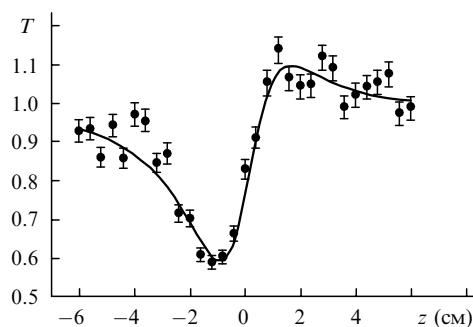


Рис.3. Зависимость нормированного пропускания от положения кристалла BSO (ориентация (110)) относительно плоскости фокусировки в схеме с ограничивающей диафрагмой (сплошная линия – теория, точки – эксперимент).

Табл.1. Нелинейно-оптические параметры кристаллов BSO и BGO на длине волны 532 нм.

Кристалл	Кристаллографическая ориентация	$L$ (мм)	$n_2$ ( $10^{-12}$ ед. СГСЭ)	$\text{Re}\chi^{(3)}$ ( $10^{-13}$ ед. СГСЭ)	$\beta_{2\omega}$ ( $10^{-9}$ см·Вт $^{-1}$ )	$\text{Im}\chi^{(3)}$ ( $10^{-13}$ ед. СГСЭ)
BSO	$\langle 110 \rangle$	10	$3.23 \pm 0.64$	$9.38 \pm 1.88$	$1.91 \pm 0.38$	$11.57 \pm 2.31$
	$\langle 111 \rangle$	10	$4.36 \pm 0.87$	$12.6 \pm 2.52$	$1.62 \pm 0.32$	$9.81 \pm 1.96$
BGO	$\langle 001 \rangle$	7.3	$7.36 \pm 1.47$	$20.77 \pm 4.15$	$3.65 \pm 0.73$	$38 \pm 7.6$
	$\langle 010 \rangle$	11	$6.92 \pm 1.38$	$19.5 \pm 3.9$	$2.87 \pm 0.57$	$29.8 \pm 5.96$
	$\langle 100 \rangle$	17	$7.44 \pm 1.48$	$21 \pm 4.1$	$3.62 \pm 0.72$	$37.6 \pm 7.52$

Одним из достоинств метода  $z$ -сканирования является возможность разделения вкладов нескольких нелинейно-оптических процессов. В общем случае, когда наблюдается одновременное проявление как нелинейной рефракции, так и нелинейного поглощения в исследуемом образце (рис.3), нормированное пропускание может быть представлено в следующем виде [13]:

$$T(z) = 1 + \frac{4x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Phi_0 - \frac{2(x^2 + 3)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Psi_0, \quad (1)$$

где  $x = z/z_0$ ;  $z_0 = k\omega_0^2/2$  – дифракционная длина пучка;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $\omega_0$  – радиус пучка в плоскости фокусировки;  $\Delta\Phi_0 = k\gamma I_0 L_{\text{eff}}$  и  $\Delta\Psi_0 = \beta_{2\omega} I_0 L_{\text{eff}}/2$  – фазовые сдвиги электромагнитного поля в фокальной плоскости в результате нелинейной рефракции и нелинейного поглощения соответственно;  $\gamma$  – нелинейный показатель преломления;  $I_0$  – интенсивность лазерного излучения в фокусе;  $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_0 L)]/\alpha_0$  – эффективная длина образца;  $\alpha_0$  – линейный коэффициент поглощения;  $L$  – длина исследуемого образца;  $n_2$  – нелинейный показатель преломления, связанный с  $\gamma$  соотношением  $\gamma = 40\pi n_2/(cn_0)$  ( $\gamma$  измеряется в м $^2$ /Вт,  $n_2$  – в ед. СГСЭ);  $c$  – скорость света в м/с;  $n_0$  – линейный показатель преломления среды;  $\beta_{2\omega}$  – коэффициент двухфотонного поглощения. Вводя обозначение  $\rho = \beta_{2\omega}/(2k\gamma)$ , получаем соотношение между  $\Delta\Phi_0$  и  $\Delta\Psi_0$  ( $\Delta\Psi_0 = \rho\Delta\Phi_0$ ). В этом случае уравнение (1) приобретает следующий вид:

$$T = 1 + \frac{2(-\rho x^2 + 2x - 3\rho)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Phi_0. \quad (2)$$

Соотношение (2) было использовано для определения теоретической зависимости нормированного пропускания с учетом параметров экспериментов (см. рис.3). Наилучшее соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей наблюдалось при  $\Delta\Phi_0 = 1.2$  для ориентации  $\langle 110 \rangle$ . Значения нелинейного показателя преломления  $n_2$  и действительной части нелинейной восприимчивости третьего порядка  $\text{Re}\chi^{(3)}$  для ориентаций  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  кристалла BSO приведены в табл.1.

Исследования в схеме с открытой диафрагмой показали наличие нелинейного поглощения, одинакового в пределах ошибки измерения, для двух ориентаций кристалла. На рис. 4 приведена зависимость нормированного пропускания кристалла BSO для ориентации  $\langle 111 \rangle$  в случае использования  $z$ -схемы с открытой диафрагмой. Аналогичная зависимость была получена и для случая  $\langle 110 \rangle$ .

Коэффициент поглощения среды  $\alpha$  может быть представлен в следующем виде:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta_{2\omega} I. \quad (3)$$

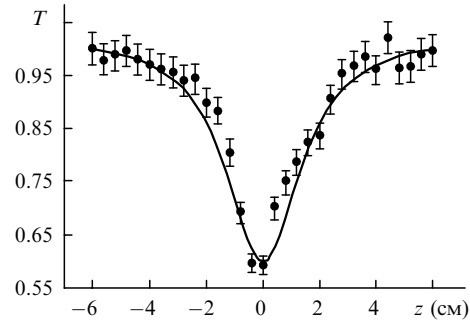


Рис.4. Зависимость нормированного пропускания от положения кристалла BSO (ориентация  $\langle 111 \rangle$ ) относительно плоскости фокусировки в схеме с открытой диафрагмой (сплошная линия – теория, точки – эксперимент).

Теоретическая зависимость, показанная на рис.4 сплошной линией, была построена с учетом соотношения (3). Незначительное отклонение экспериментальной зависимости от теоретической может быть обусловлено неточностью определения радиуса пучка в перетяжке, а также влиянием рефрактивных нелинейностей на общую картину нормированного пропускания в схеме с открытой диафрагмой. Данное обстоятельство учитывалось при определении ошибки полученных результатов (см. табл.1). Значения коэффициентов двухфотонного поглощения в кристалле BSO и мнимых частей нелинейной восприимчивости третьего порядка для различных кристаллографических направлений также приведены в табл.1. Отметим незначительные различия между данными измерений нелинейно-оптических параметров, проведенных с использованием различных ориентаций кристалла.

Наличие нелинейного, в частности двухфотонного, поглощения в кристалле BSO является перспективным для применения последнего в качестве оптического ограничителя лазерного излучения. На рис.5 показаны зави-

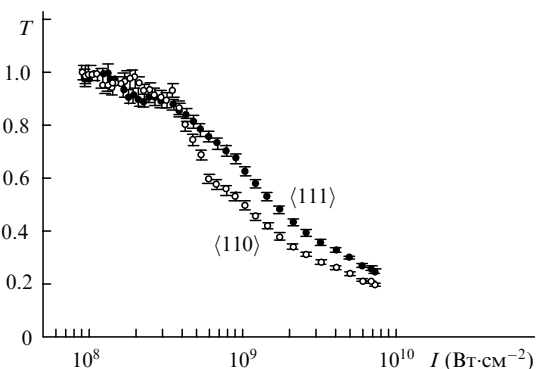


Рис.5. Зависимости нормированного пропускания кристалла BSO ориентаций  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  от интенсивности лазерного излучения.

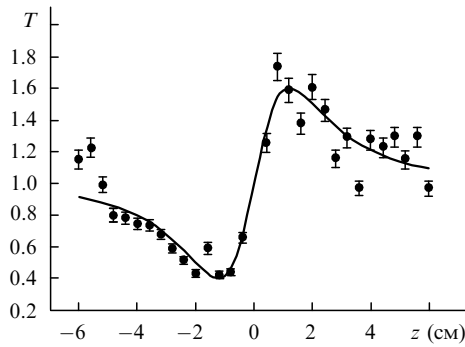


Рис.6. Зависимость нормированного пропускания от положения кристалла BGO (ориентация  $\langle 001 \rangle$ ) в схеме с ограничивающей диафрагмой (сплошная линия – теория, точки – эксперимент).

симости нормированного пропускания фоторефрактивного кристалла BSO от интенсивности лазерного излучения. Видно, что пропускание кристалла заметно уменьшается по мере увеличения интенсивности. В частности, нами было получено 4.3- и 5.5-кратное уменьшение пропускания для ориентаций  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  соответственно при достижении интенсивности излучения  $I = 7 \times 10^9$  Вт·см<sup>-2</sup>.

В случае кристалла BGO качественных различий в поведении теоретических и экспериментальных кривых нормированного пропускания не наблюдалось в схемах ни с ограничивающей, ни с открытой диафрагмой. На рис.6 и 7 приведены зависимости нормированного пропускания для схем с ограничивающей и открытой диафрагмами. В данном случае отметим постоянство знака как действительной, так и мнимой части нелинейной восприимчивости третьего порядка для ориентаций  $\langle 001 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ . Результаты измерения нелинейных показателей преломления, коэффициентов двухфотонного поглощения, а также действительных и мнимых частей нелинейной восприимчивости третьего порядка для ориентаций  $\langle 001 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$  кристалла BGO приведены в табл.1.

На рис.8 представлены зависимости нормированного пропускания BGO от интенсивности лазерного излучения. Здесь, как и в случае с кристаллом BSO, наблюдается заметное уменьшение пропускательной способности лазерного излучения при интенсивностях, превышающих  $10^8$  Вт·см<sup>-2</sup>. Получено примерно 5-кратное ограничение для трех ориентаций кристалла BGO при достижении интенсивности  $I = 3 \times 10^9$  Вт·см<sup>-2</sup>.

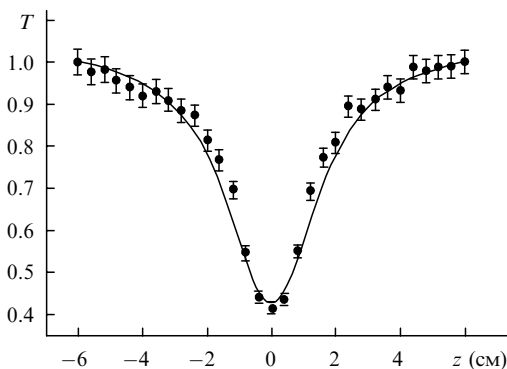


Рис.7. Зависимость нормированного пропускания от положения кристалла BGO (ориентация  $\langle 100 \rangle$ ) в схеме с открытой диафрагмой (сплошная линия – теория, точки – эксперимент).

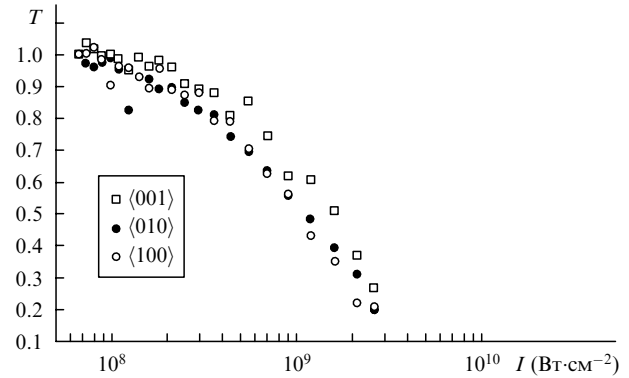


Рис.8. Зависимости нормированного пропускания кристалла BGO ориентаций  $\langle 001 \rangle$  и  $\langle 010 \rangle$  от интенсивности лазерного излучения.

Точность наших измерений нормированного пропускания составляла 3%. При этом разброс экспериментальных данных был достаточно велик (см. рис.3 и 6) и повторялся от эксперимента к эксперименту. Данный вопрос требует дополнительного рассмотрения. В этом плане зависимости нормированного пропускания фоторефрактивных кристаллов существенно отличались от «гладких» зависимостей, полученных при z-сканировании исследованных нами ранее материалов. Возможно, в данном случае какую-то роль играли оптическая активность кристаллов, двулучепреломление либо влияние примесей металлов.

Некоторые из фоторефрактивных сред (в частности, BSO и BGO) обладают высокой оптической активностью, которая проявляется во вращении плоскости поляризации проходящего через них линейно поляризованного излучения. Оптическая активность характеризуется коэффициентом вращения поляризации  $\rho_0$ , определяющим угол поворота поляризации при прохождении 1 мм фоторефрактивной среды, обусловленного различием показателей преломления для лево- и правовращающихся круговых поляризаций. Параметр  $\rho_0$  связан с постоянной гирации  $G$  соотношением

$$\rho_0 = \frac{\pi G}{\lambda n_0}. \tag{4}$$

Угол вращения поляризации излучения при прохождении через среду связан с параметром  $\rho_0$  соотношением

$$\varphi = \rho_0 L. \tag{5}$$

В табл.2 представлены результаты измерения параметра  $\rho_0$  кристаллов BSO и BGO для длин волн  $\lambda = 632.8$  и 1150 нм, а также значения этого параметра для коротковолнового участка спектра, взятые из работы [3]. Из приведенных данных следует, что подобные кристаллы обладают большей вращательной активностью в УФ области спектра по сравнению с ИК диапазоном; аналогичным образом ведет себя и спектральная зависимость поглощательной способности этих кристаллов.

Таким образом, подобные среды, имеющие рассмотренные выше нелинейно-оптические особенности и оптическую активность, могут быть использованы в качестве внутререзонаторных ограничителей интенсивности (или элементов пассивной отрицательной обратной связи) в генераторах пикосекундного излучения. Следует отметить, что ранее возможность такого применения подобных сред не обсуждалась. Использование в качестве подобных элементов полупроводниковых кристаллов GaAs,

Табл.2. Коэффициенты вращения поляризации кристаллов BSO и BGO для некоторых длин волн.

Кристалл	$\lambda$ (нм)	Кристаллографическая ориентация	$\rho_0$ (град·мм <sup>-1</sup> )	Литература
BGO	1150	$\langle 100 \rangle$	5.3	Настоящая работа
	1150	$\langle 010 \rangle$	4.5	Настоящая работа
	1150	$\langle 001 \rangle$	4.8	Настоящая работа
	632.8	$\langle 100 \rangle$	21.4	Настоящая работа
	632.8	$\langle 010 \rangle$	20.4	Настоящая работа
	632.8	$\langle 001 \rangle$	20.4	Настоящая работа
	632.8	–	21	[3]
	515	–	39	[3]
488	–	46	[3]	
BSO	1150	$\langle 111 \rangle$	3.5	Настоящая работа
	632.8	$\langle 111 \rangle$	23	Настоящая работа
	632.8	–	21	[3]
	515	–	38	[3]
	488	–	45	[3]

CdSe и др. давало возможность получать генерацию стабильных протяженных пиков пикосекундных компрессированных импульсов на основе процессов двухфотонного поглощения и нелинейной рефракции [14, 15]. Применение эффекта вращения поляризации лазерного излучения (наряду с рассмотренными выше процессами) позволило бы использовать как оптические, так и нелинейно-оптические свойства фоторефрактивных кристаллов в ИК области для решения аналогичной задачи.

#### 4. Заключение

Нами были исследованы нелинейно-оптические параметры фоторефрактивных кристаллов BSO и BGO на

длине волны 532 нм методом z-сканирования. Измерены нелинейные показатели преломления, коэффициенты нелинейного поглощения и соответствующие нелинейные восприимчивости этих кристаллов. Продемонстрирован эффект оптического ограничения в кристаллах BSO и BGO в результате двухфотонного поглощения на длине волны 532 нм.

Работа выполнена при частичной поддержке НТЦУ (соглашение № Uzb-29). А.И.Ряснянский и М.К.Кодиров благодарят центр по науке и технологии Республики Узбекистан (соглашение № 2.1.22).

1. Yeh P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 484 (1989).
2. *Photorefractive effects and materials*. Ed. by D.D.Nolte (Boston: Kluwer Acad. Publ., 1995).
3. Yeh P. *Introduction to photorefractive nonlinear optics* (New York: Wiley and Sons, 1993).
4. Crosignani B., Di Porto P., Degasperis A.D., Segev M., Trillo S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 3078 (1997).
5. Podoshvedov S.A., Miklyaev Y.V. *Opt. Commun.*, **171**, 301 (1999).
6. Kawata Y., Tanaka T., Kawata S. *Appl. Optics*, **35**, 5308 (1996).
7. Edvold B., Andersen P.E., Bushhave P., Petersen P.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1075 (1994).
8. Richter I., Grunnet-Jepsen A., Takacs J., Solumar L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1645 (1994).
9. Ganeev R.A., Rysnyansky A.I., Kamalov S.R., Kodirov M.K., Usmanov T. *J. Phys. D*, **34**, 1602 (2001).
10. Duree G.C., Shultz J.L., Salamo G.J., Segev M., Yariv A., Crosignani B., Di Porto P., Sharp E.J., Neurgaonkar R.R. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 533 (1993).
11. Tsai J., Chiou A., Hsieh T.-C., Hsu K. *Opt. Commun.*, **162**, 237 (1999).
12. Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T., Hagan D.J., Van Stryland E.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 760 (1990).
13. Liu X., Guo S., Wang H., Hou L. *Opt. Commun.*, **197**, 431 (2001).
14. Agnessi A., Del Corno A., Di Trapani P., Fogliani M., Reali G.P., Diels J.-C., Yen C.-Y., Zhao X.M., Kubecek V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 710 (1992).
15. Ganeev R.A., Usmanov T. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, 5111 (2000).