

## Вторая оптическая гармоника вблизи поверхности сегнетоэлектрических фотонных кристаллов и фотонных ловушек

© Ю.П. Войнов<sup>1</sup>, В.С. Горелик<sup>1</sup>, К.И. Зайцев<sup>2</sup>, Л.И. Злобина<sup>1</sup>,  
П.П. Свербиль<sup>1</sup>, С.О. Юрченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
Москва, Россия

E-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

Сообщается о результатах экспериментальных исследований генерации второй оптической гармоники, локализованной в тонком приповерхностном слое сегнетоэлектрических фотонных кристаллов и фотонных ловушек. Для возбуждения второй оптической гармоники использовался твердотельный импульсно-периодический лазер KGW:Yb, генерирующий излучение с длиной волны 1026 nm в виде импульсов длительностью  $\sim 10^{-13}$  s, с частотой следования 200 kHz, при средней мощности 0.1–3.5 W и плотности мощности  $\sim 10^9$ – $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> в сфокусированном вблизи поверхности пятне диаметром менее 100  $\mu$ m. В поры между наноглобулами SiO<sub>2</sub> были введены сегнетоэлектрики: титанат бария или нитрит натрия. Установлено, что максимальный коэффициент преобразования возбуждающего излучения во вторую оптическую гармонику составлял несколько процентов. Проведено сопоставление характеристик генерации второй оптической гармоники вблизи поверхности фотонных кристаллов, заполненных сегнетоэлектриками, с генерацией второй оптической гармоники в сегнетоэлектрических фотонных ловушках: керамике титаната бария и микрокристаллах нитрита натрия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00491, 13-02-00449, 13-02-90420, 14-02-00190, 14-02-90406).

### 1. Введение

Нецентросимметричные кристаллические структуры (пьезоэлектрики и сегнетоэлектрики), обеспечивающие в соответствии с известными правилами отбора возможность эффективной генерации второй оптической гармоники (ВОГ) лазерного излучения, широко используются в различных областях физики и техники. На их основе возможно преобразование частоты лазерного излучения из ближней инфракрасной области спектра в дальний ультрафиолетовый диапазон [1–3]. При этом, как правило, используются нелинейно-оптические кристаллы, в которых могут быть реализованы условия синхронизма, позволяющие осуществить генерацию ВОГ в макроскопическом объеме образца. В то же время известно большое число нецентросимметричных кристаллов, характеризующихся высокими нелинейно-оптическими коэффициентами  $\chi^{(2)}$ , для которых условия синхронизма не могут быть выполнены. В частности, это относится к известным сегнетоэлектрикам: BaTiO<sub>3</sub>, PbTiO<sub>3</sub> и др.

Возможность осуществления эффективной генерации ВОГ в нецентросимметричных кристаллах, не удовлетворяющих условиям синхронизма, может быть реализована при жесткой фокусировке интенсивного лазерного излучения в тонком приповерхностном слое образца. При этом в качестве источников возбуждающего излучения перспективно использовать лазеры, генерирующие с большой частотой следования сверхкороткие лазерные импульсы, характеризующиеся большой пиковой

интенсивностью при малой энергии в каждом импульсе лазерной генерации. Это обеспечивает неразрушающий режим генерации второй оптической гармоники. В работе [4] впервые сообщалось о локализованной вблизи поверхности образца генерации ВОГ в монокристалле титаната бария и ее особенностях вблизи точки сегнетоэлектрического фазового перехода. При этом возбуждение ВОГ осуществлялось импульсно-периодическим излучением лазера на парах меди (длина волны генерации  $\lambda = 510.6$  nm) с частотой следования импульсов  $10^4$  Hz. В дальнейшем в работах [5,6] аналогичные исследования были выполнены с монокристаллами BiFeO<sub>3</sub> и NaNO<sub>2</sub>. Кроме того, известны работы [7–9] по исследованию генерации ВОГ в монокристаллических пленках и керамиках. Вопросу повышения эффективности ВОГ, локализованной в тонком приповерхностном слое сегнетоэлектриков, были посвящены также работы [10,11], в которых исследовались кластеры наночастиц титаната бария. При этом было обнаружено, что с повышением мощности импульсов возбуждающего излучения происходит деструкция образцов, препятствующая повышению интенсивности ВОГ.

Особый интерес представляют выполненные к настоящему времени исследования закономерностей генерации ВОГ в фотонных кристаллах, в структуре которых присутствуют пространственно упорядоченные сегнетоэлектрические или пьезоэлектрические наночастицы. К настоящему времени такие исследования выполнены, главным образом, для одномерных (1D) и двумер-

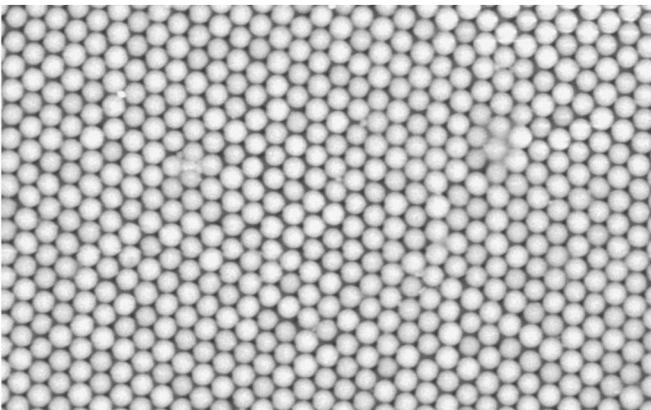
ных (2D) фотонных кристаллов, синтезированных на основе полупроводников-пьезоэлектриков типа  $A_3B_5$  и сегнетоэлектриков ( $LiNbO_3$ ,  $BaTiO_3$  и др.). Известны также исследования ВОГ в 3D-фотонных структурах, сформированных в виде коллоидного кристалла из наночастиц [12] или взвеси наночастиц [13], а также в виде „облака“ кластеров наночастиц титаната бария, возникающих вблизи поверхности твердотельного образца в результате процессов абляции под действием мощного лазерного излучения [14].

Большое внимание в последние годы уделяется также так называемым глобулярным фотонным кристаллам, построенным из плотноупакованных наноглобул кремнезема ( $SiO_2$ ) в виде гранцентрированной кристаллической решетки, а также глобулярным фотонным стеклам и другим типам фотонных ловушек [15,16]. При введении в поры между  $SiO_2$ -глобулами наночастиц сегнетоэлектрических соединений формируются трехмерные сегнетоэлектрические фотонные кристаллы, обладающие нелинейно-оптическими свойствами [17–19], перспективными для генерации ВОГ.

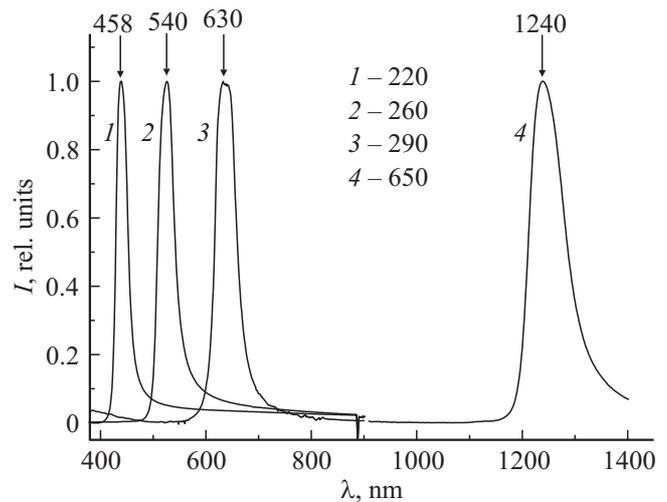
В настоящей работе ставилась задача исследования характеристик ВОГ, локализованной в приповерхностном слое сегнетоэлектрических глобулярных фотонных кристаллов, а также сегнетоэлектрических фотонных ловушек при жесткой фокусировке на поверхности образцов импульсного лазерного излучения, характеризующегося высокой пиковой интенсивностью при очень малой энергии одиночных импульсов лазерной генерации.

## 2. Методика эксперимента

Образцы для исследований сегнетоэлектрических глобулярных фотонных кристаллов приготавливались по методике, изложенной ранее [17–19]. Исходные глобулярные фотонные кристаллы представляли собой плоскопараллельные пластины с естественной гранью (111). При этом были синтезированы образцы с различными



**Рис. 1.** Фотография поверхности (111) естественной грани опаловой матрицы, построенной из плотно упакованных глобул кремнезема диаметром 220 nm.



**Рис. 2.** Спектры отражения широкополосного излучения от поверхности (111) исходных (заполненных воздухом) опаловых матриц; кривые 1, 2, 3 и 4 относятся к диаметрам глобул 220, 260, 290 и 650 nm соответственно.

диаметрами глобул кремнезема ( $SiO_2$ ):  $D = 220, 260, 290$  и  $650$  nm. С использованием электронного микроскопа были получены фотографии поверхности естественной грани (111), характеризующейся наибольшим упорядочением глобул (рис. 1). Как видно из рис. 1, упорядоченность глобул кремнезема на выбранном участке поверхности очень высокая. В других областях поверхности данного фотонного кристалла, а также в других исследованных образцах присутствовали различные типы дефектов, связанные с изменением диаметров глобул, нарушением дальнего порядка (формированием фотонного стекла), наличием вакансий и т. д.

Для характеристики синтезированных глобулярных фотонных кристаллов были зарегистрированы спектры отражения от их поверхности широкополосного излучения с использованием волоконно-оптической методики, обеспечивающей нормальное падение излучения на поверхность и 180-градусную геометрию регистрации отраженного излучения. На рис. 2 представлены полученные спектры отражения широкополосного излучения для исходных глобулярных фотонных кристаллов с различными диаметрами глобул. Наблюдаемые резкие полосы отражения соответствуют положениям так называемых стоп-зон фотонных кристаллов. Максимумы интенсивности в спектрах отражения характеризуются длинами волн  $\lambda_m$ , удовлетворяющими известным соотношениям:

$$\lambda_m = 2a\bar{n}; \quad a = \sqrt{\frac{2}{3}}D; \quad \bar{n}^2 = n_1^2\eta + n_2^2(1 - \eta). \quad (1)$$

Здесь  $D$ -диаметр глобул, величина  $a$  соответствует периоду фотонного кристалла в направлении [111],  $n_1 = 1.36$  — показатель преломления кремнеземных глобул,  $n_2 = 1$ ,  $\eta = 0.74$  (коэффициент заполнения опаловой матрицы кремнеземом). При заполнении пор

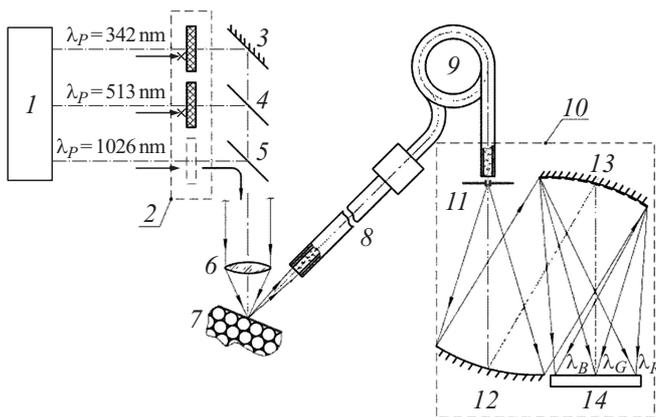
**Таблица 1.** Длины волн  $\lambda_m$  спектральных положений максимумов интенсивности в спектрах отражения широкополосного излучения от поверхности (111) исходных опаловых матриц и образцов, заполненных нитритом натрия, при различных диаметрах глобул

$D$ , nm	$\lambda_m$ , nm	
	опал, заполненный воздухом	опал, заполненный нитритом натрия
220	458	530
260	540	560
290	630	699

глобулярного фотонного кристалла сегнетоэлектриками титаната бария и нитритом натрия коэффициент преломления  $n_2$  возрастает.

В табл. 1 приведены соответствующие значения  $\lambda_m$  для глобулярных фотонных кристаллов, заполненных нитритом натрия. Как видно из этой таблицы, введение нитрита натрия в поры опала приводит к длинноволновому сдвигу спектрального положения стоп-зон. Это обусловлено, в соответствии с формулой (1), возрастанием эффективного значения показателя  $n_2$  исследуемых фотонных кристаллов от значения 1.274 для исходного опала до 1.427 для образца, заполненного нитритом натрия. Аналогичный эффект реализуется при введении в поры опаловых матриц наночастиц титаната бария.

В качестве фотонных ловушек нами использовались: керамика титаната бария, а также плотно упакованные



**Рис. 3.** Схема экспериментальной установки для анализа спектров вторичного излучения, возникающего в приповерхностном слое исследуемых образцов: 1 — фемтосекундная лазерная станция PHAROS 4W; 2 — устройство выбора рабочей длины волны излучения; 3 — плоское зеркало; 4, 5 — светоделители; 6 — объектив; 7 — образец; 8 — оптический волновод; 9 — оптическое волокно; 10 — спектрометр; 11 — диафрагма; 12 — асферическое зеркало; 13 — дифракционная решетка; 14 — линейка детекторов, на которой показаны места фокусировки красного ( $\lambda_R$ ), зеленого ( $\lambda_G$ ) и синего ( $\lambda_B$ ) компонентов регистрируемого излучения.

микрокристаллы нитрита натрия в плоскопараллельной и капиллярной кюветках. Размеры  $d$  частиц в керамике титаната бария и нитрите натрия были сравнимы с длиной волны ВОГ:  $d < 0.5 \mu\text{m}$ .

Для возбуждения ВОГ в исследуемых образцах была применена фемтосекундная лазерная установка PHAROS 4W, созданная на основе кристалла KGW:Yb. При длительности лазерного импульса в 250 fs и частоте следования импульсов генерации 200 kHz пиковая мощность лазерного излучения с длиной волны 1026 nm на выходе фемтосекундного лазера достигала 70 MW при средней мощности 3.5 W. При этом энергия в одиночном лазерном импульсе составляла 10  $\mu\text{J}$ . Вблизи поверхности образца за счет фокусировки лазерного излучения достигалась интенсивность  $\sim 1.0 \text{ TW/cm}^2$ .

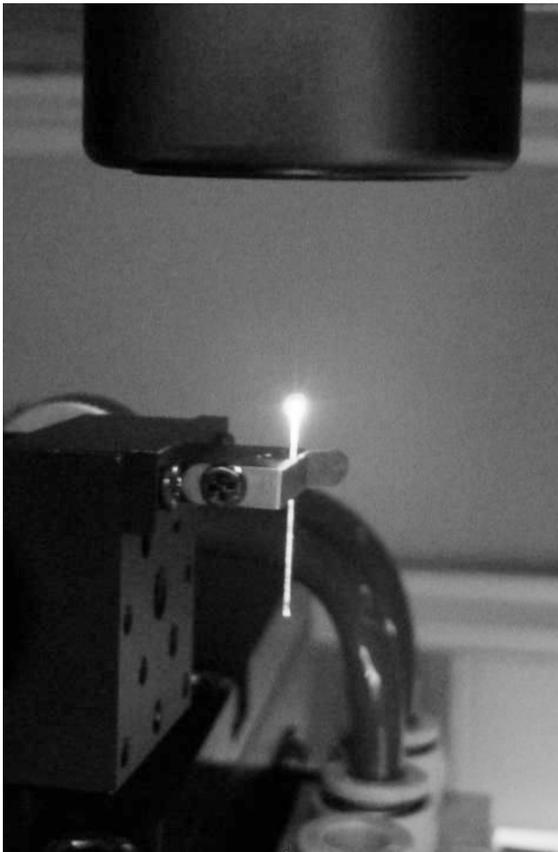
Принципиальная схема используемой установки для получения спектров вторичного излучения, возникающего под действием лазерных импульсов в приповерхностной области образцов, приведена на рис. 3.

Вторичное излучение от образцов собиралось волоконным зондом и направлялось в спектрометр CCS200, состоящий из полихроматора и многоканального приемника и позволяющий регистрировать излучение одновременно в спектральном диапазоне от 190 до 1000 nm с разрешением по длине волны не ниже 2.0 nm.

### 3. Результаты экспериментальных исследований спектров вторичного излучения в сегнетоэлектрических фотонных кристаллах и фотонных ловушках

На рис. 4 приведена фотография излучения ВОГ, полученная при фокусировке невидимого ( $\lambda = 1026 \text{ nm}$ ) излучения лазера KGW:Yb на торец сегнетоэлектрической фотонной ловушки — капилляра диаметром 0.1 mm, заполненного микрокристаллами нитрита натрия. Из этого рисунка видно, что в начальной части капиллярного световода (вблизи торца) интенсивность сигнала ВОГ сильно превышает аналогичный сигнал вдали от торца, что обусловлено локализацией возбуждающего излучения на входе фотонной ловушки. Для получения информации о спектрах вторичного излучения в исследуемых образцах были зарегистрированы соответствующие спектры сегнетоэлектрических фотонных кристаллов и фотонных ловушек.

При фокусировке интенсивного возбуждающего излучения лазера Yb:KGW (1026 nm) на поверхности исследуемых образцов в спектре вторичного излучения присутствовали линии, соответствующие второй, а также третьей оптическим гармоникам. При больших значениях интенсивности возбуждающего излучения ( $\sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ) в спектрах вторичного излучения обнаруживались полосы, соответствующие плазме, возникающей в воздухе под действием мощных электрических полей излучения лазера.



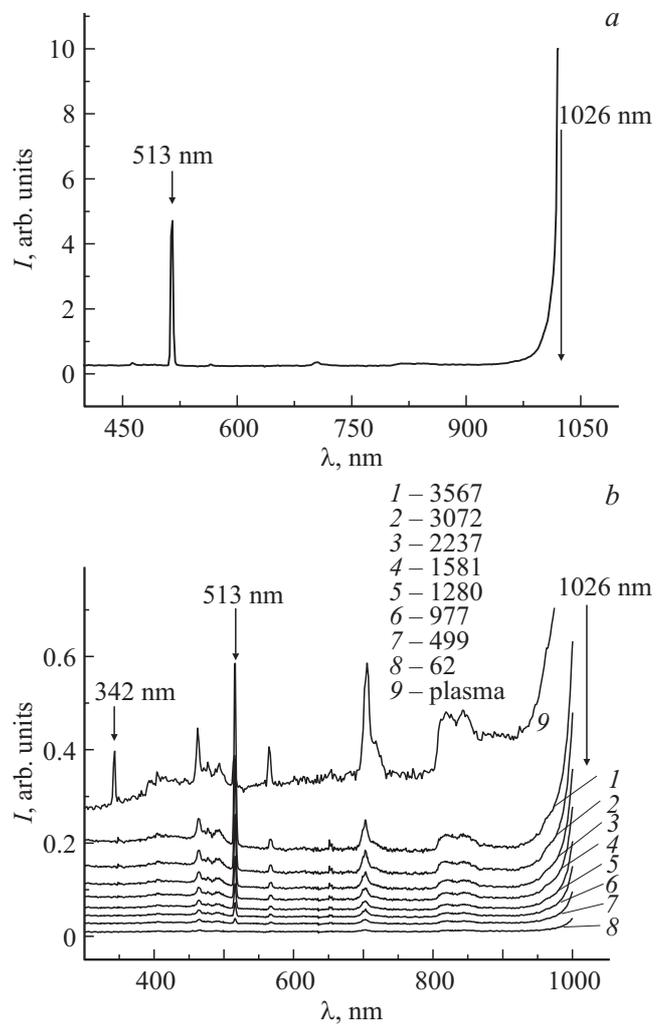
**Рис. 4.** Фотография вторичного излучения (ВОГ), возникающего в капиллярной фотонной ловушке, заполненной микрокристаллами нитрита натрия, при возбуждении невидимым излучением импульсного фемтосекундного лазера KGW:Yb.

**Таблица 2.** Значения в произвольных единицах интенсивности сигнала ВОГ в микрокристаллах нитрита натрия, плотно упакованных в плоской кювете, а также в сегнетоэлектрическом фотонном кристалле нитрита натрия (справа) в зависимости от мощности накачки лазерным излучением ( $\lambda = 1026 \text{ nm}$ )

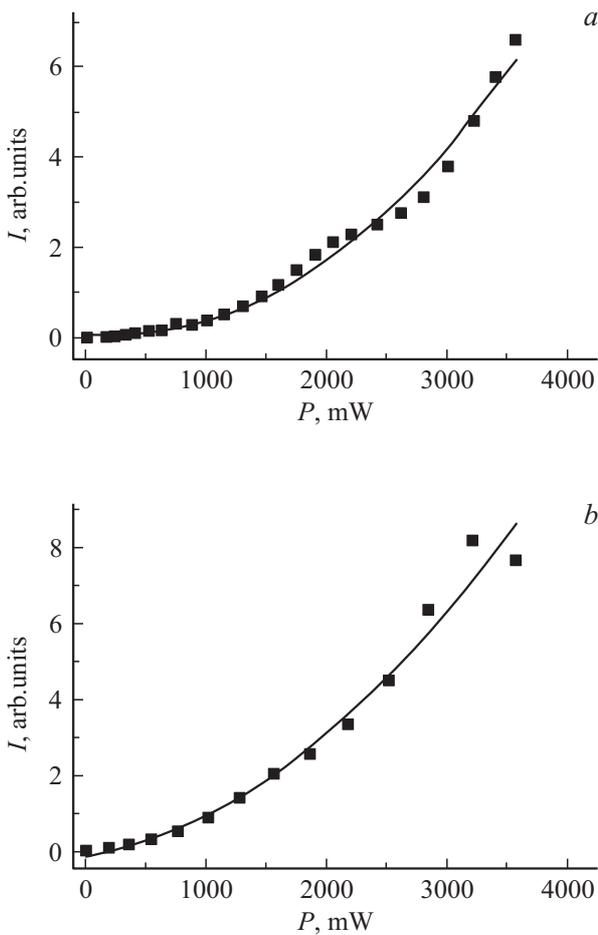
$P$ , mW	$I_{513 \text{ nm}}$ (микрокристаллы $\text{NaNO}_2$ )	$P$ , mW	$I_{513 \text{ nm}}$ (наночастицы $\text{NaNO}_2$ в опаловой матрице)
187	6 677	168	3 297
361	15 226	349	8 642
545	27 685	604	14 556
766	50 286	720	18 004
1014	87 938	977	29 689
1280	13 651	1280	54 099
1564	203 245	1581	91 533
1863	256 518	1909	131 222
2180	332 641	2237	155 440
2522	449 338	2440	159 612
2855	636 277	2853	191 040
3215	819 399	3264	313 249
3570	766 861	3567	393 602

На рис. 5 приводятся спектры вторичного излучения, наблюдаемого при возбуждении импульсным лазерным излучением различной мощности в опаловых матрицах, заполненных наночастицами нитрита натрия. При этом максимальный коэффициент преобразования во вторую оптическую гармонику составлял около трех процентов. На этом же рисунке приведен спектр плазмы в воздухе, наблюдаемый при отсутствии твердотельного образца (кривая 9). Кроме того, на части *a* приведен аналогичный спектр, полученный для сегнетоэлектрической фотонной ловушки — плотно упакованных микрокристаллов нитрита натрия.

На рис. 6, *a, b* приведены зависимости интенсивности ВОГ от мощности накачки для сегнетоэлектрического



**Рис. 5.** *a* — спектр ВОГ в микрокристаллах нитрита натрия при мощности возбуждающего излучения  $P = 0.252 \text{ W}$ ; *b* — спектры вторичного излучения (1–8) в фотонном кристалле с нитритом натрия при возбуждении фемтосекундным импульсно-периодическим лазерным излучением ( $\lambda = 1026 \text{ nm}$ ) при различных мощностях накачки в диапазоне 0.06–3.5 W, а также спектр плазмы (9) при пробое в воздухе. Стрелками отмечены длины волн возбуждающего излучения, второй и третьей оптических гармоник.



**Рис. 6.** Зависимости интенсивности сигнала ВОГ от мощности накачки лазерным излучением ( $\lambda = 1026 \text{ nm}$ ); *a* — фотонный кристалл, заполненный наночастицами нитрита натрия, *b* — сегнетоэлектрическая фотонная ловушка в виде микрокристаллов нитрита натрия в плоской кювете.

**Таблица 3.** Значения в произвольных единицах интенсивности сигнала ВОГ в приповерхностном слое керамики титаната бария, а также в сегнетоэлектрическом фотонном кристалле титаната бария (справа) в зависимости от мощности накачки лазерным излучением ( $\lambda = 1026 \text{ nm}$ )

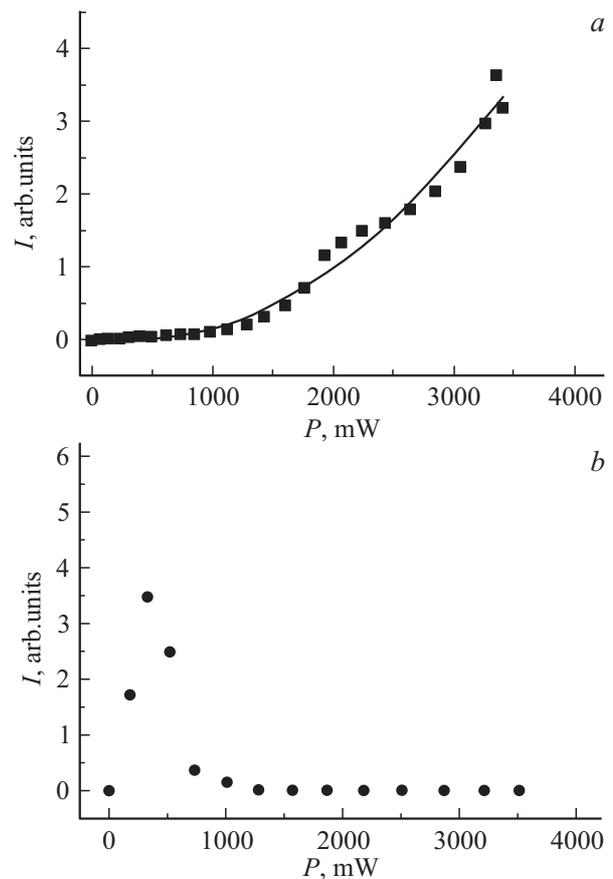
$P, \text{ mW}$	$I_{513 \text{ nm}}$ (BaTiO <sub>3</sub> , керамика)	$P, \text{ mW}$	$I_{513 \text{ nm}}$ (BaTiO <sub>3</sub> в опале)
180	171 862	162	1 853
329	347 477	311	2 934
520	248 854	492	4 092
733	36 815	733	6 569
1010	15 240	982	10 008
1280	1 571	1281	20 345
1570	696	1594	46 591
1867	936	1756	71 479
2181	597	2072	134 532
2507	931	2429	161 762
2870	437	2843	204 908
3212	505	3258	297 566
3512	505	3357	364 960

фотонного кристалла, заполненного нитритом натрия, и для фотонной ловушки — микрокристаллического образца нитрита натрия, помещенного в плоскую кювету. Как видно из этих рисунков, представленные зависимости носят нелинейный характер, аппроксимируемый квадратичным законом (сплошные кривые). Важно отметить, что при возрастании мощности возбуждающего излучения не наблюдается насыщения сигнала ВОГ, что свидетельствует о неразрушающем характере воздействия лазерного излучения на сегнетоэлектрические образцы.

В табл. 2 приведены численные данные об изменении интенсивности ВОГ в обсуждаемых образцах в зависимости от мощности накачки.

Аналогичные зависимости для опаловых матриц, заполненных наночастицами титаната бария, а также для керамики титаната бария приведены на рис. 7, *a, b*.

В случае сегнетоэлектрического фотонного кристалла титаната бария интенсивность ВОГ монотонно возрастает при увеличении мощности накачки (см. рис. 7, *a* и табл. 3). Соответствующая зависимость хорошо аппроксимируется квадратичным законом в согласии со свойствами второй оптической гармоники.



**Рис. 7.** Зависимости интенсивности сигнала ВОГ от мощности накачки лазерным излучением ( $\lambda = 1026 \text{ nm}$ ); *a* — фотонный кристалл, заполненный наночастицами титаната бария, *b* — сегнетоэлектрическая фотонная ловушка в виде керамики титаната бария.

Для сегнетоэлектрической керамики титаната бария (рис. 7, *b*) наблюдается резкий рост интенсивности сигнала ВОГ, а затем его спад, свидетельствующий о деструкции керамического образца при увеличении мощности накачки.

Как показывают наши оценки, максимальное значение эффективности преобразования возбуждающего излучения используемого нами лазера в сигнал ВОГ составляло около 8% как для сегнетоэлектрического фотонного кристалла титаната бария, так и для керамики. Измерение эффективности ВОГ проводилось при сравнении сигнала возбуждающего излучения с использованием калиброванных светофильтров с сигналом ВОГ при близких значениях телесного угла сбора излучения. В случае сегнетоэлектрической керамики такое значение достигалось при мощности 0.33 W, соответствующей порогу деструкции, а для сегнетоэлектрического фотонного кристалла при мощности  $P = 3.4$  W. Важно отметить, что в случае сегнетоэлектрического фотонного кристалла порог деструкции не был достигнут, что свидетельствует о возможности дальнейшего повышения интенсивности ВОГ при возрастании мощности накачки.

#### 4. Обсуждение результатов и выводы

Выполненные эксперименты по генерации ВОГ в приповерхностной области сегнетоэлектрических фотонных кристаллов и фотонных ловушек показали, что использование в качестве источника возбуждающего излучения импульсного лазера, генерирующего лазерные импульсы с большой пиковой интенсивностью (до  $1 \text{ TW/cm}^2$ ) и малой энергией в лазерном импульсе ( $10 \mu\text{J}$ ) обеспечивает возможность осуществления генерации интенсивной ВОГ, локализованной в небольшой области пространства в фокальной плоскости возбуждающего лазерного излучения. Особый интерес представляет тот факт, что в сегнетоэлектрическом фотонном кристалле, несмотря на существенное уменьшение количества сегнетоэлектрического материала, наблюдается сигнал ВОГ, сравнимый с интенсивностью ВОГ в сегнетоэлектрических фотонных ловушках. Как выяснилось в последнее время в результате численных расчетов эффективных электрических полей вблизи поверхности фотонных кристаллов [20–22], наибольшее возрастание эффективного поля вблизи поверхности ожидается в тех случаях, когда частоты возбуждающего излучения или ВОГ попадают в область стоп-зоны фотонного кристалла. Как видно из приведенной нами табл. 1, в наших экспериментах частоты возбуждающего излучения и ВОГ находятся в области стоп-зон. Таким образом, оптимизация параметров используемых сегнетоэлектрических кристаллов позволяет надеяться на существенное возрастание эффективности генерации ВОГ. Такая оптимизация может быть достигнута также за счет небольшого изменения геометрии рассеяния, при повороте на определенный угол поверхности (111) фотонного кристалла. При этом

спектральное положение  $\lambda_m$  стоп-зоны задается известным соотношением

$$2a\sqrt{\bar{n}^2 - \sin^2 \theta} = m\lambda_m. \quad (2)$$

Здесь  $\theta$  — угол падения возбуждающего излучения на поверхность (111) фотонного кристалла,  $a$  — период решетки кристалла,  $m = \pm 1, \pm 2 \dots$

Использование сегнетоэлектрических фотонных ловушек также представляется весьма перспективным при условии повышения порога деструкции материала за счет дальнейшей оптимизации источников лазерного излучения, эффективного охлаждения фотонных ловушек, помещения их в вакуумную камеру и т.д. При условии повышения плотности мощности возбуждающего излучения на два-три порядка можно надеяться, в соответствии с результатами [23–25], достигнутыми в опытах по генерации множественных гармоник, на реализацию процессов многократного умножения частоты исходного возбуждающего излучения, локализованного в небольшой области пространства сегнетоэлектрических фотонных кристаллов и фотонных ловушек.

#### Список литературы

- [1] F. Zernike, J.I. Midwinter. *Applied Nonlinear Optics*. Academic Press, NY (1973). 351 p.
- [2] R.C. Miller. *Appl. Phys. Lett.* **5**, 17 (1964).
- [3] G.D. Boyd, A. Ashkin, J.M. Dziedzic, D.A. Kleinman. *Phys. Rev.* **137**, A1305 (1965).
- [4] А.М. Агальцов, В.С. Горелик, В.Н. Моисеенко. *Кр. сообщ. по физике ФИАН* **5**, 49 (1985).
- [5] А.М. Агальцов, В.С. Горелик, А.К. Звездин, В.А. Мурашов, Д.И. Раков. *Кр. сообщ. по физике ФИАН* **5**, 37 (1989).
- [6] В.С. Горелик, Е.В. Жаботинский, Г.Г. Митин. *Квантовая электрон.* **21**, 363 (1994).
- [7] L.D. Rotter, D.L. Kaiser, M.D. Vaudin. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 310 (1996).
- [8] Э.В. Бурсиан, В.Г. Залесский, А.А. Лужков, В.В. Маслов. *Письма в ЖЭТФ* **64**, 247 (1996).
- [9] В.Н. Моисеенко, В.С. Горелик, В.Н. Шарайчук. *Кр. сообщ. по физике ФИАН* **5–6**, 31 (1992).
- [10] E. Kim, A. Steinbruck, M.T. Buscaglia, V. Buscaglia, T. Pertsch, R. Grange. *ACS Nano* **7**, 5343 (2013).
- [11] B.G. Yust, N. Razavi, F. Pedraza, Z. Elliott, A.T. Tsin, D.K. Sardar. *Opt. Express* **20**, 26 511 (2012).
- [12] J. Martorell, R. Vilaseca, R. Corbalán. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 702 (1997).
- [13] Yu. Garbovskiy, A. Glushchenko. *Appl. Opt.* **52**, Iss. 22, E34 (2013).
- [14] R.A. Ganeev, M. Suzuki, M. Baba, M. Ichihara, H. Kuroda. *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 325 (2008).
- [15] S. Gorelik. *Quantum Electron.* **37**, 409 (2007).
- [16] Ю.П. Войнов, Н.Ф. Габитова, В.С. Горелик, Л.И. Злобина, П.П. Свербиль. *ФТТ* **51**, 1333 (2009).
- [17] Л.П. Авакянц, В.С. Горелик, Л.И. Злобина, Н.Н. Мельник, П.П. Свербиль, А.Б. Фадюшин, А.В. Червяков. *Неорганические материалы* **42**, 703 (2006).

- [18] V.S. Gorelik, Yu.P. Voinov, V.D. Zvorykin, A.I. Lebo, I.G. Lebo, A.O. Levchenko, N.N. Ustinovsky. *J. Rus. Laser Res.* **31**, 80 (2010).
- [19] В.М. Масалов, А.А. Жохов, В.С. Горелик, Е.А. Кудренко, Э.А. Шрейнман, А.Н. Терещенко, М.Ю. Максимук, А.В. Баженов, И.И. Зверькова, Г.А. Емельченко. *ФТТ* **52**, 740 (2010).
- [20] K.I. Zaytsev, V.S. Gorelik, A.M. Khorokhorov, S.O. Yurchenko. *J. Phys. Conf. Ser.* **486**, 012 003 (2014).
- [21] G.M. Katyba, V.S. Gorelik. *J. Phys. Conf. Ser.* **486**, 012 020 (2014).
- [22] K.I. Zaytsev, G.M. Katyba, E.V. Yakovlev, V.S. Gorelik, S.O. Yurchenko. *J. Appl. Phys.* **115**, 213 505 (2014).
- [23] P.A. Norreys, M. Zepf, S. Mousaizis, A.P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C.N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F.N. Walsh, J.S. Wark, A.E. Dangor. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1832 (1996).
- [24] P.A. Гансеев. *УФН* **179**, 65 (2009).
- [25] P.A. Гансеев. *УФН* **183**, 815 (2013).