

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

**Физический**  
**ИНСТИТУТ**



*имени*  
*П. Н. Лебедева*

Российской академии наук

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

**20**

Н. Е. БЫКОВСКИЙ, Е. В. ЗАВЕДЕЕВ,  
Ю. В. СЕНАТСКИЙ

**О МЕХАНИЗМЕ ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ  
КРИСТАЛЛА YAG ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С  
ШИРОКИМ СПЕКТРОМ**

Москва 2014

Н.Е. Быковский\*, Е.В. Заведеев\*\*, Ю.В. Сенатский\*

**О механизме деформации поверхности кристалла YAG под действием наносекундного лазерного импульса с широким спектром**

*Исследованы кратеры на поверхности пластинки из кристалла YAG при облучении ее наносекундными лазерными импульсами с интенсивностью  $10^9$ - $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и широким ( $\approx 500$  Å) спектром. Обсуждается механизм формирования кратеров в результате пластической деформации поверхности в процессе лазерного воздействия. Предложенный механизм учитывает особенности протекания нелинейных эффектов при воздействии широкополосного излучения на среду: при ВРМБ накачки акустические волны трансформируются в ударные волны, а на их фронтах развивается ВКР накачки. В результате, дефекты кристаллической решетки, образующиеся на фронтах ударных волн, увлекаются по направлению накачки, что приводит к деформации поверхности кристалла, протекающей с высокой скоростью.*

**Содержание**

1. Введение - стр.2
2. Результаты эксперимента - стр.2
3. ВРМБ широкополосной накачки и формирование периодической последовательности ударных волн в кристалле - стр.6
4. ВКР широкополосной накачки в кристалле - стр.7
5. Механизм пластической деформации кристалла - стр.8
  - 5.1. Вклад ВРМБ и ВКР накачки в пластическую деформацию кристалла - стр.8
  - 5.2. Механизм направленной диффузии - стр.10
  - 5.3. Волнообразная структура поверхности кратеров - стр.11
  - 5.4. Фазовый переход в области воздействия ударных волн - стр.12
6. Влияние внутренних напряжений на вид поверхностных разрушений в кристалле - стр.13
7. Заключение - стр.15
8. Список литературы - стр.16

---

nbykovsky@sci.lebedev.ru

\* Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук

\*\* Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

## 1. Введение.

В настоящее время значительное внимание уделяется исследованиям активных сред на основе кристаллов и керамики Nd:YAG и Yb:YAG, которые находят применение в мощных лазерах [1-7]. Исследованиям механизмов разрушений в кристаллах и керамике YAG при взаимодействии со средой лазера наносекундных и фемтосекундных импульсов излучения посвящены публикации [3-7]. В наших работах [8-12] в экспериментах по взаимодействию наносекундных лазерных импульсов с кристаллами YAG и другими материалами в качестве источника использовался лазер на центрах окраски (ЛЦО) LiF:F<sub>2</sub><sup>+</sup> [8]. Пучок широкополосного (~ 500 Å) излучения ЛЦО (одиночные 20-30 нс импульсы с энергией до 100 мДж в спектральном диапазоне 0.89-0.95 мкм с максимумом на длине волны  $\lambda_{д} \approx 0.91$  мкм) фокусировался в пятно Ø 100-300 мкм на поверхность образцов кристаллов YAG, Yb:YAG, кварца, LiF, кальцита, иттербиевого стекла. Фотографии структурных изменений и разрушений в образцах, которые возникали при плотностях энергии в диапазоне 100-200 Дж/см<sup>2</sup>, опубликованы [9-12]. Было отмечено, что морфология структурных изменений на поверхности образцов из кристалла YAG под действием импульсов низкокогерентного излучения ЛЦО отличается от разрушений с признаками плавления и абляции вещества, которые наблюдаются нередко в экспериментах по воздействию на образцы кристаллов и стекол коротких импульсов от традиционных когерентных источников, таких как Nd:YAG лазер. В настоящей работе сообщается о результатах обследования на оптическом профилометре и микроскопе кратеров на поверхности пластинки из кристалла YAG, а также на поверхности образцов Yb:YAG и ряда других кристаллов, возникших под действием импульсов сфокусированного на образец излучения ЛЦО с плотностью мощности 10<sup>9</sup>-10<sup>10</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Обсуждается механизм деформации поверхности и формирования кратеров в кристаллах.

## 2. Результаты эксперимента.

Были получены микрофотографии и профили сканирования нескольких кратеров Ø50-350 мкм и глубиной до 3 мкм на поверхности полированной плоскопараллельной пластины толщиной 4мм из кристалла YAG, а также кратеров в 1мм плоскопараллельной пластинке из кристалла Yb:YAG с 20% концентрацией ионов Yb<sup>3+</sup> (полоса поглощения в области  $\lambda \approx 0,9$  мкм), образованных импульсами ЛЦО с энергией до 60 мДж. На рис.1, 2 представлены фотографии кратеров под микроскопом, а на рис.3,4 – фотографии и результаты сканирования кратеров на профилометре ZYGO New View-5000. Вытянутая форма крате-

ров в YAG связана с aberrациями пучка из-за наклона ( $\sim 10^0$ ) линзы, фокусирующей излучение на образцы ( $f \approx 12$  см). Примечательные особенности кратеров на поверхности YAG: наличие по периметру кратеров бортика высотой

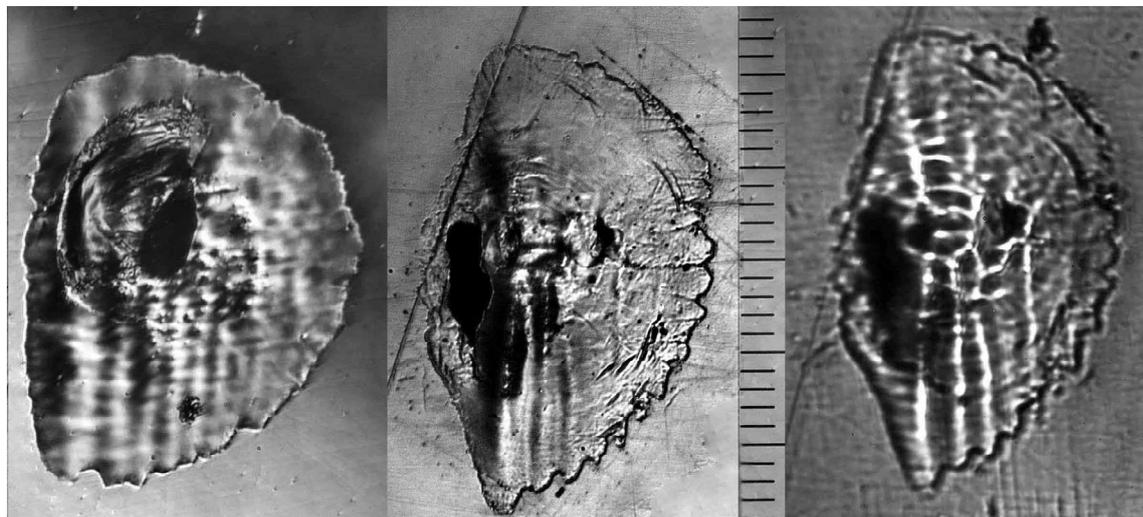


Рис.1. Микрофотографии кратеров (*a, б*) на поверхности 4мм пластинки из кристалла YAG, образованных импульсами ЛЦО с энергией  $\sim 60$  мДж (шкала - 11,8 мкм на 1 деление); (*с*) - фотография кратера (*б*) при подсветке образца снизу (навстречу накачке) и смещении фокуса объектива микроскопа вглубь на  $\sim 10$  мкм для лучшего выявления волнообразной структуры его поверхности.

200-500 нм и шириной 5-10 мкм, волнообразного рельефа внутри кратеров, а также отсутствие признаков плавления материала в кратере и выплесков расплава из кратера, рис.1, 3. На рис.1б (съёмка в отражённом свете) за пределами кратера на поверхности кристалла YAG видны царапины, имеющие продолжение на поверхности внутри кратера, что указывает на отсутствие плавления или испарения материала на этих участках. При плавлении силы поверхностного натяжения сгладили бы поверхность, испарение также привело бы к исчезновению следов царапин в кратере.

На поверхности пластинки из Yb:YAG наблюдались кратеры (рис.4), подобные кратерам на рис.1,3 в кристалле YAG. Излучение накачки фокусировалось на кристалл Yb:YAG по нормали и не приводило к образованию волнообразного рельефа в кратере. В отличие от YAG, в Yb:YAG при острой фокусировке излучения ЛЦО наблюдались кратеры с явными признаками плавления. На рис.2(*а, б*) представлены фотографии кратеров в Yb:YAG с расплавленной поверхностью, трещинами, возникшими в результате неравномерного остывания расплава, и каплями расплава за пределами кратеров. В Yb:YAG с 20% концентрацией Yb коэффициент поглощения излучения ЛЦО при переходах с основного уровня  $^2F_{7/2}$  на метастабильный  $^2F_{5/2}$  составляет  $\sim 20$  см $^{-1}$ . Около 10% энергии накачки переходит в тепло при безызлучательных переходах между штарков-

скими компонентами этих уровней. Дополнительное (по сравнению с YAG) выделение тепла в Yb:YAG и более острая фокусировка (в пятно ~ 100 мкм) приводили к плавлению материала в кратере и выбросу расплава за его пределы (рис.2). Этого никогда не наблюдалось в наших экспериментах с кристаллом YAG. Таким образом, для кратеров в YAG и для большинства кратеров в Yb:YAG изменения структуры поверхности происходили без плавления и

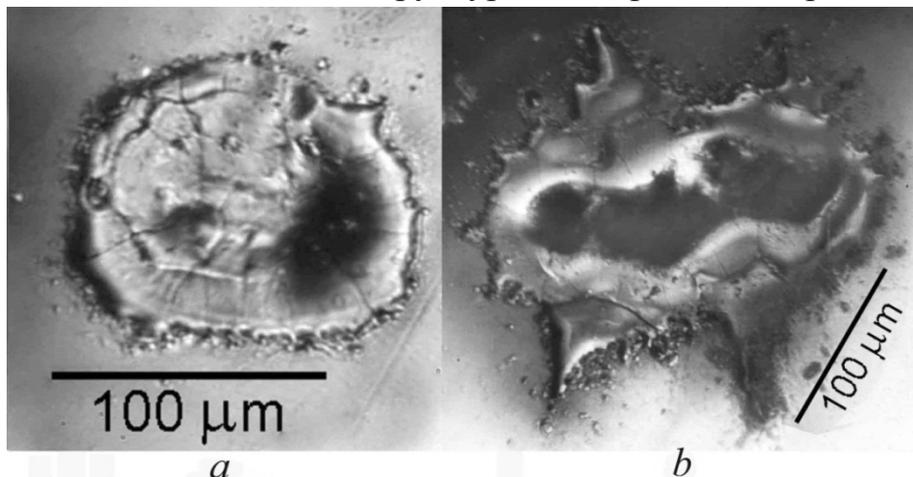


Рис.2. Микрофотографии кратеров на поверхности 1мм пластинки из кристалла Yb:YAG, образованных импульсами ЛЦО с энергией ~ 60 мДж.

наступали при интенсивностях ЛЦО меньших интенсивностей, вызывавших плавление (и тем более абляцию).

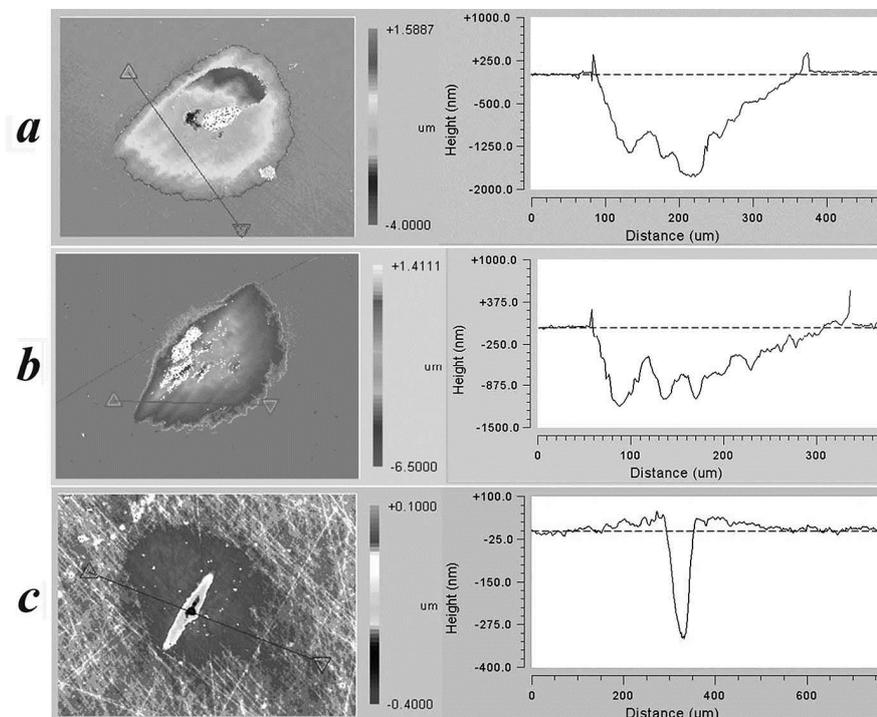


Рис.3. Микрофотографии кратеров на поверхности кристалла YAG и их профилограммы вдоль прямых, помеченных треугольниками; кратеры (a) и (b) соответствуют кратерам на рис.1(a,b); кратер (c) образован импульсом ЛЦО с энергией  $\approx 10$  мДж; пунктирная линия соответствует невозмущенной поверхности.

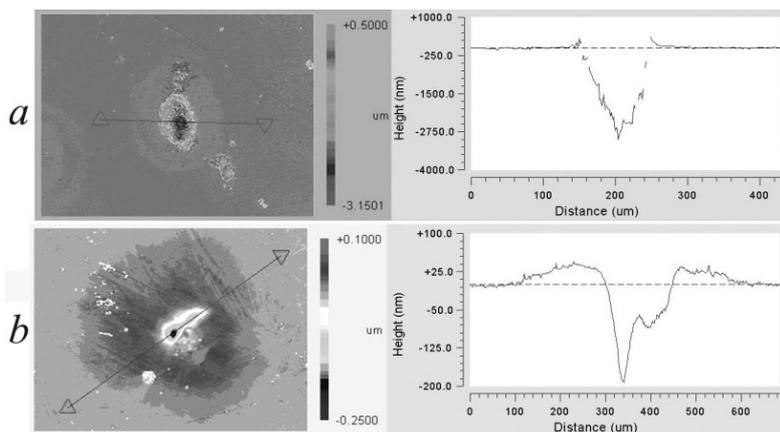


Рис.4. Вид кратеров и их профилограммы в кристалле Yb:YAG при интенсивностях накачки:  $\sim 60$ мДж (а) и  $<10$ мДж (б). Кратер на рис.4а, образованный в 2-х мм образце, аналогичен кратерам рис.3а,б, а кратер на рис.4б в образце 1 мм подобен кратеру на рис.3с.

Отсутствие признаков плавления на поверхности пластинки из YAG позволяет предположить, что структурные изменения на поверхности (возникновение самого кратера, формирование бортика на периферии, рельефа внутри кратера) обусловлены не плавлением или испарением, а скорее перемещениями вещества, т.е. механизмом пластической деформации кристалла. При пластической деформации перемещение вещества в кристалле происходит за счёт движения дислокаций [13]. При выделении энергии импульса ЛЦО в среде продавливание материала вглубь образца с образованием кратера могло произойти за счёт движения дислокаций по направлению лазерного воздействия. Выделение энергии, повышение температуры, давления и сдвиг материала в прозрачном для излучения с  $\lambda \approx 0,9$  мкм кристалле YAG могли происходить за счёт нелинейных явлений - ВРМБ и ВКР излучения накачки, наблюдавшихся в экспериментах [9-12].

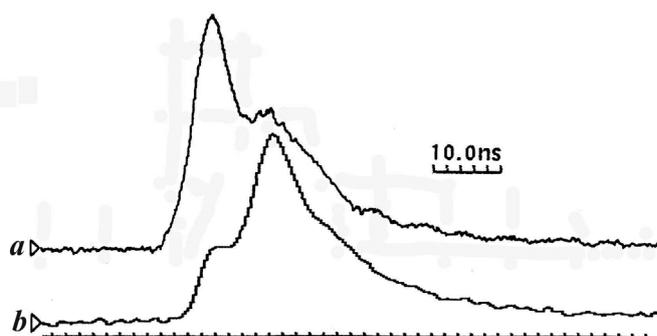


Рис.5. Осциллограммы импульсов ВРМБ (а) и стоксового сигнала ВКР (б) излучения ЛЦО в кристалле YAG.

На рис.5 представлены осциллограммы импульсов рассеяния назад (навстречу накачке) излучения ЛЦО в кристалле YAG, зарегистрированные под углами  $180^{\circ}$  (а) и в диапазоне углов от  $174^{\circ}$  до  $137^{\circ}$  (б) [9]. В последнем случае сигнал рассеяния собирался на фотоприёмник сферическим зеркалом. Пространственно-угловые характеристики излучения, сопоставление параметров импульсов рассеяния с параметрами импульсов ЛЦО, позволили связать рассеяние с процессами ВРМБ (а) и ВКР (б) накачки[9-12]. Рассмотрим в рамках феноменологиче-

ской модели условия протекания ВРМБ и ВКР широкополосной накачки в кристалле.

### **3. ВРМБ широкополосной накачки и формирование периодической последовательности ударных волн в кристалле**

Широкий спектр ЛЦО ( $\approx 500 \text{ \AA}$ ) при длительности импульса 20-30 нс свидетельствует о том, что излучение накачки состояло из огромного числа субимпульсов (пичков) с длительностями  $\tau_{\text{п}} \geq 10 \text{ фс}$ , не сфазированных между собой. Взаимодействие таких импульсов со средой происходит независимо друг от друга в пределах соответствующей им длины когерентности. В отличие от известной схемы возбуждения акустических (гиперзвуковых) волн при ВРМБ когерентной накачки на флуктуациях плотности в среде [14] при ВРМБ широкополосной накачки в среде возникают акустические волны, затравками для которых могут служить любые стационарные неоднородности: дефекты кристаллической решётки, микропоры, внутренние трещины и даже задняя поверхность образца [9,12]. Возможно следующее феноменологическое описание ВРМБ широкополосной накачки (излучения ЛЦО). При рассеянии на неоднородности первичный световой пичок с длительностью меньшей периода акустической волны ( $T = \frac{\lambda_{\text{л}}}{2nv_{\text{зв}}}$ ), где  $\lambda_{\text{л}}$  – длина волны лазера,  $n$  – показатель преломления среды, а  $v_{\text{зв}}$  – скорость звука, образует в среде (на половине длины когерентности) стоячую световую волну. В пучностях этой волны за счёт роста давления возрастает концентрация атомов, т.е. образуется периодическая структура, соответствующая стоячей акустической волне. Время жизни возникшей в среде структуры определяется временем жизни возбужденных акустических фононов,  $\tau_{\text{ф}} \gg \tau_{\text{п}}$ . Стоячей акустической волне соответствуют два встречных потока фононов с широким спектром. При воздействии на структуру следующего светового пичка фотоны взаимодействуют (рассеиваются) как со встречными акустическими фононами, так и убегающими. Взаимодействие приводит к гашению встречных фононов (излучение отнимает у них энергию) и к росту интенсивности убегающих фононов (за счёт генерации новых). В результате выживает только бегущая по направлению накачки акустическая волна, на которой рассеиваются все последующие импульсы из хаотической последовательности пичков накачки. Для усиления акустической волны интервалы между пичками должны быть меньше времени релаксации фононов. Тогда с каждым следующим пичком акустическая волна усиливается и прорастает навстречу накачке на половину длины когерентности этого пичка.

Широкий спектр возбуждаемых фононов в максимумах акустической волны содержит и ее гармоники, и те гармоники, которые имеют начальную фазу, совпадающую с фазой исходной волны, участвуют в её трансформации. Гармоники, двигаясь вместе с первичной волной, в точках, где их фазы совпадают, увеличивают амплитуду первичной волны. Присутствие гармоник сжимает максимумы акустической волны в продольном направлении, искажая их форму. Возрастающая в максимумах нелинейность увеличивает эффективность взаимодействия акустической волны с волнами накачки, а за счёт сжатия максимумов уменьшает разброс фаз возбуждаемых фононов, тем самым ускоряя процесс трансформации акустической волны в последовательность ударных. Этот процесс подобен процессу самосинхронизации мод в резонаторе лазера, где за счёт нелинейности пропускания среды формируется периодическая последовательность ультракоротких световых импульсов.

Таким образом, наличие в спектре фононов гармоник трансформирует первичную акустическую волну в периодическую последовательность ударных волн. Трансформация акустической волны в последовательность ударных волн в кристалле возможна и при когерентной накачке за счёт нелинейности среды. Однако, для этого необходимы большие длины свободного пробега фононов, достигаемые лишь при гелиевых температурах [15-17]. В случае широкополосной накачки от ЛЦО нет необходимости ожидать развития гармоник за счёт ангармонизма, так как гармоники возбуждаются постоянно при взаимодействии с акустической волной каждого бегущего вдоль нее ультракороткого субимпульса. Из-за малых длительностей субимпульсов сразу возбуждается весь возможный в данном кристалле спектр гармоник, резко ускоряющий трансформацию акустической волны в ударные волны. Так как в формировании периодической последовательности ударных волн участвует большое число акустических гармоник, то их энергия определяется суммарной энергией всех этих гармоник, и во много раз превосходит энергию отдельной гармонической акустической волны, возбуждаемой в среде при когерентной накачке. Именно это определяет эффективность их воздействия.

Говоря об ударных волнах, можно сослаться на работу [18], в которой показано, что типичная ширина фронта ударных волн в конденсированных средах  $\sim 10^{-6}$  см, и скачок плотности на них происходит за время  $\sim 10^{-12}$  с.

#### **4. ВКР широкополосной накачки в кристалле**

В результате возбуждения ВРМБ накачки зона проникновения излучения ЛЦО в кристалл ограничивается (из-за отражения накачки на решетке ударных волн) слоем в несколько десятков микрон под поверхностью образца. В этом

слое на узких ( $\sim 10$  нм) фронтах ударных волн возникает вынужденное комбинационное рассеяние. Известно, что воздействие коротких световых импульсов на тонкий (много меньше  $\lambda/2$ ) слой среды приводит к возбуждению когерентных фононов [19]. В условиях нашего эксперимента во время действия импульса накачки формирование когерентных фононов происходило непрерывно на фронтах ударных волн, ширина которых существенно меньше длины волны возбуждавшего их света. При взаимодействии с короткими пучками излучения ЛЦО ( $\tau_n$  - меньше половины периода возбуждаемых колебаний) атомы на фронтах ударных волн получали синхронизированные по времени и по направлению импульсы. Следовательно, возбуждаемые колебания имели одинаковые начальные фазы (когерентные оптические фононы [19]). Именно из-за когерентности возбуждаемых на фронтах ударных волн фононов с одинаковыми начальными фазами было возможно возбуждение на них ВКР. Так как период ударных волн определяется длиной волны накачки, которая меньше длины волны стоксовой компоненты рассеяния, то ВКР происходило под большими углами к оси (рис.5). Синхронизированное пучками возбуждение периодической последовательности фононов создавало условия для комбинационного рассеяния на них фотонов из других субимпульсов, независимо от их интенсивности, проходящих через среду с задержками меньшими времени релаксации оптических фононов. Заметим, что при когерентной накачке световой волне для возбуждения фононов надо раскачивать атомы в невозмущённой среде, для чего необходима высокая амплитуда волны и значительные расстояния (необходим высокий коэффициент усиления). В наших условиях широкополосной накачки фононы возбуждались за счёт переменных напряжений в кристаллической решётке при прохождении по ней ударных волн, генерирующих дефекты. Поэтому любой короткий световой импульс, проходивший по последовательности ударных волн, рассеиваясь на этих фононах, сам возбуждал дополнительные когерентные фононы на фронтах ударных волн независимо от своей амплитуды. От амплитуды волны зависело только количество возбуждаемых фононов (важна только энергия фотонов, которая должна превосходить энергию фононов).

## **5. Механизм пластической деформации кристалла.**

### ***5.1. Вклад ВРМБ и ВКР накачки в пластическую деформацию кристалла.***

Механизм продавливания поверхности в условиях ВРМБ и ВКР широкополосной накачки и распространения ударных акустических волн можно описать следующим образом. В приповерхностном слое кристалла на фронтах удар-

ных волн, под действием сжимающих и растягивающих напряжений непрерывно происходят локальные нарушения ближнего порядка кристаллической решётки, нарушается энергия связи между соседними атомами, т.е. образуются дефекты. В результате в узком приповерхностном слое возникает множество центров с собственными частотами колебаний. На фронтах ударных волн при ВКР пичков накачки все атомы получают синхронизированные по времени и направлению импульсы. Синхронизированное действие когерентных фононов, энергия которых достигает  $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$  [10,12], в сочетании со значительной деформацией решётки на фронтах ударных волн способствует направленным перескокам междоузельных атомов. При этом междоузельные атомы перемещаются не хаотически (как при тепловой диффузии), а по направлению накачки, что способствует высокой скорости их перемещения. Таким образом, ВКР на периодической структуре ударных волн за счёт импульсов, передаваемых фотонами атомам, заставляет генерируемые на фронтах ударных волн точечные дефекты (междоузлия) последовательно перемещаться вглубь кристалла. При этом тонкий поверхностный слой, который не участвует в ВРМБ и ВКР, продавливается вглубь кристалла за счёт движения дислокаций. Фактически, локальная пластическая деформация поверхности монокристалла происходит за счёт движения ортогонально ориентированных систем краевых дислокаций путём обмена между ними междоузлиями и вакансиями [13]. В наших условиях этот процесс ускорялся периодической упругой деформацией кристаллической решётки ударными волнами.

О том, что доля ВКР в энергобалансе взаимодействия импульса ЛЦО с образцом была значительна, можно судить по осциллограммам импульсов на рис.5. Видно, что с развитием стоксового сигнала ВКР резко падала амплитуда сигнала ВРМБ из-за того, что стоксов сигнал ВКР забирал значительную долю накачки. Всплеск сигнала ВКР и спад сигнала ВРМБ говорит о быстром росте дефектов, рассеяние на которых преобладало над рассеянием от акустических волн. Вероятно, именно в этот отрезок времени и происходила максимальная «закачка» междоузлий вглубь кристалла и достигалась максимальная скорость пластической деформации его поверхности.

В течение импульса накачки концентрация междоузельных атомов в конце области взаимодействия излучения со средой нарастает. Движение атомов вглубь происходит до тех пор, пока давление, создаваемое ударными волнами, не уравнивается давлением в области, пересыщенной междоузлиями. Благодаря создаваемым в кристаллической решётке высокочастотным периодическим нагрузкам избыток междоузельных атомов выдавливается на периферию области возбуждения, образуя за время действия импульса бортик на ее границе, ко-

торая, фактически, соответствует области накачки, где был превышен порог пластической деформации. Таким образом, захват дефектов (междоузельных атомов) бегущими вдоль кристалла волнами сжатия и разряжения под действием импульсов, передаваемых фотонами, приводит к ускоренной (близкой к скорости звука) пластической деформации кристалла. О том, что такие скорости достигались, можно судить по глубине продавливания поверхности до 3 мкм за время действия импульса накачки. Это соответствует скорости пластической деформации  $1,5 \cdot 10^4$  см/с. Скорость же выдавливания бортика по краю пятна шириной от 5 до 10 мкм составляет  $\sim (5-10) \cdot 10^4$  см/с, что приближается к скорости звука в кристалле.

Так как основное движение атомов происходит под поверхностью в области формирования ударных волн, то сама поверхность, сохраняя свою структуру, продавливается внутрь, заполняя образовавшийся вакуум, за счёт движения дислокаций. О том, что структура поверхности не изменялась, свидетельствуют идентичные спектры КР от поверхности кристалла внутри кратера и вне его (спектры не приводятся).

Развитие ВРМБ и ВКР излучения ЛЦО в Yb:YAG происходило также, как и в YAG, и приводило к пластической деформации поверхности и формированию кратеров, идентичных по морфологии кратерам в YAG. Но при больших интенсивностях накачки в Yb:YAG из-за значительного поглощения накачки в кристалле происходило, как отмечалось выше, плавление материала, не наблюдавшееся в YAG.

## 5.2. Механизм направленной диффузии

Обычно, говоря о движении междоузлий и вакансий, подразумевают их диффузию, которая экспоненциально зависит от температуры. Частота перескоков междоузельных атомов  $f = \nu \exp(-\frac{\Delta U}{kT})$ , где  $\nu$  – частота тепловых колебаний атомов, а  $\Delta U$  – потенциальный барьер между соседними междоузельными положениями [20]. Но в наших условиях реализуется не хаотическое тепловое движение междоузлий, когда атом под действием флуктуаций с частотой  $\sim \exp(-\frac{\Delta U}{kT})$  может перескочить в рядом расположенную ячейку, а направленное под действием фронтов ударных волн и импульсов при ВКР движение, которое кроме направления передает атомам и примерно одинаковую кинетическую энергию. Т.е. перескоки междоузлий будут определяться не температурой среды, которая в наших условиях была, как правило, далека от температуры плавления, а энергией возбуждаемых при ВКР фононов. В наших усло-

виях при ВКР на фронтах ударных волн происходило периодическое синхронизированное коллективное движение большого числа атомов в одном направлении, в результате которого вероятность их перескоков резко увеличивалась. Таким образом, можно сказать, что течение монокристалла происходило за счёт направленной диффузии. Здесь, по аналогии с понятием эффективной температуры лазерного излучения, можно говорить об эффективной температуре фононов, которая зависит от энергий фононов и от ширины их энергетического спектра. Эффективность воздействия когерентных фононов может на много порядков превосходить эффективность действия фононов при равновесном спектральном распределении, соответствующем измеряемой температуре.

Таким образом, пластическая деформация поверхности кристалла, которая происходила при воздействии на кристалл наносекундным лазерным импульсом с широким спектром, была обусловлена совместным действием двух нелинейных эффектов: ВРМБ и ВКР излучения накачки. Говоря о комбинационном рассеянии, необходимо еще раз подчеркнуть, что речь идет не только о классическом комбинационном рассеянии на резонансных оптических фононах кристаллической решётки, которое даёт чёткие линии комбинационного спектра. В наших условиях происходило рассеяние и на дефектах, имеющих огромный спектр собственных частот, перекрывающих весь возможный спектр колебаний атомов в данной кристаллической решётке, который обычно наблюдается в спектрах КР в виде фона при нагреве образца до высоких температур.

### ***5.3. Волнообразная структура поверхности кратеров.***

Неоднородная структура волнового фронта накачки в области фокусировки излучения ЛЦО на образцы YAG, вызванная наклоном линзы, приводила к интерференции пересекающихся в фокусе участков лазерного пучка, что проявлялось при формировании волновых фронтов возбуждаемых акустических волн, которые воспроизводили структуру волнового фронта накачки. Следы интерференции акустических волн в кристалле YAG – структура поверхности внутри кратера, рис.1(a-c), рис.3(a,b) [9-12]. На рис.3b левый край пятна с резким спадом характеризуется мелким шагом модуляции (ступенек с шагом  $\sim 7$  мкм), который накладывается на крупномасштабную модуляцию на правом, пологом крае, с шагом  $\sim 30-50$  мкм. Наибольшее продавливание поверхности соответствует максимумам интерференции волн. На отдельных участках кратера, в областях максимального продавливания, соответствующих максимальным скоростям деформации и растяжения поверхности, происходило диспергирование вещества (множественное растрескивание поверхности и формирование мелких зерен кристалла YAG). Эти участки видны на фотографиях рис.1 в виде темных

(непрозрачных, рассеивающих излучение) областей. При фокусировке накачки на поверхность образцов по нормали волнообразная поверхность в кратерах не наблюдалась (рис.4а).

#### **5.4. Фазовый переход в области воздействия ударных волн.**

По окончании накачки движение дефектов прекращалось, максимальная концентрация междоузельных атомов возникала в конце области взаимодействия, вызывая напряжения и повышение давления в тонком (десятки микрон) слое среды. Направленное действие фононов сменялось их хаотическим движением, что приводило к разогреву слоя. Известно, что при повышении температуры и давления в кристалле YAG может произойти фазовый (полиморфный) переход в более плотное состояние. Такой переход по схеме:  $Y_3Al_5O_{12}$  (YAG)  $\rightarrow$   $3YAlO_3$  (YAP) +  $Al_2O_3$  наблюдался в стационарных условиях при давлении 7,7 ГПа и температуре свыше  $500^\circ\text{C}$  [21]. При температуре  $800^\circ\text{C}$  давление, при котором происходил фазовый переход, снижалось до 3 ГПа [21]. Эти температуры заметно ниже температур плавления как YAG ( $1970^\circ\text{C}$ ), так и YAP ( $1875^\circ\text{C}$ ) и  $Al_2O_3$  ( $2044^\circ\text{C}$ ). Объём области, в которой происходит фазовый переход, уменьшается, как показывает оценка с учётом удельного веса исходной среды и новой структуры, на  $\sim 10\%$ . Это фазовый переход первого рода в твёрдом состоянии. В отличие от деформационного, происходящего без разрыва химических связей, описываемый фазовый переход является реконструктивным, сопровождающийся перестройкой системы, которая происходит с разрывом большого количества межатомных связей и установлением новых связей. Именно такие процессы должны происходить в области максимальной интенсивности ударных волн и концентрации дефектов, и это даёт дополнительный повод говорить о возможности такого перехода у нас.

Представление о возможности фазового перехода кристалла YAG в более плотное состояние дополняет изложенную физическую модель, объясняющую продавливание поверхности кристалла и возникновение кратера в отсутствие абляции и плавления. Приведенные выше параметры среды при фазовом переходе в кристалле YAG соответствуют оценкам давления и температуры в тонком слое кристалла в наших экспериментах по импульсному воздействию излучения ЛЦО на образцы [9-12]. Предположим, что ВРМБ и ВКР накачки происходили в кристалле YAG в слое толщиной 10 мкм (на глубине 10-30 мкм) при диаметре области взаимодействия 250 мкм. Тогда площадь области взаимодействия  $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ , объём -  $5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$ , а масса вещества -  $2 \cdot 10^{-6} \text{ г}$ . Для прироста температуры на  $1000^\circ\text{C}$  в этой области необходима энергия 1.2 мДж. Такая энергия вполне могла быть передана среде в результате ВКР импульса ЛЦО с энергией

~ 60 мДж. При диссипации этой энергии в слое толщиной 10 мкм плотность энергии в области взаимодействия составит  $2.4 \cdot 10^3$  Дж/см<sup>3</sup>, что соответствует давлению 2.4 ГПа. В этих условиях еще до наступления плавления в кристалле YAG (при 1970<sup>0</sup>С) в подповерхностном слое при температуре 500-1000<sup>0</sup>С (в зависимости от давления в среде) мог произойти фазовый переход. Оценка параметров среды на основе анализа спектров генерации в кристалле Yb:YAG [10-12] дает такую же температуру и ещё большее давление. Уплотнение кристалла в слое толщиной 10 мкм на ~ 10% соответствует наблюдавшемуся на эксперименте продавливанию поверхности образца на глубину ~ 1 мкм.

В эндотермическом процессе фазового перехода при перестройке кристаллической структуры напряжения в ней в значительной степени должны были сниматься вместе со снижением температуры. Так как суммарный объём вновь образованной фазы был меньше исходного объёма, то возникшие изменения в кристаллической решётке консервировались. Результат произошедшей пластической деформации - кратеры на рис.1,3 могут быть объяснены именно таким развитием событий. При малой энергии импульса накачки, когда условия для фазового перехода не достигались, возникавшие в среде после продавливания поверхности напряжения стремились восстановить объём кристаллической решётки, выпучивая поверхность образца. На рис.3с представлены результаты сканирования небольшого кратера в кристалле YAG (поперечный размер ~ 50 мкм, глубина ~ 300 нм), образованного под действием импульса ЛЦО с энергией ~ 10 мДж. Объем выпучивания окружающей кратер поверхности в радиусе ~ 200 мкм примерно соответствует объёму кратера. Подобные выпучивания наблюдались и в кристаллах Yb:YAG при глубине кратера, не превышающей 500 нм, рис.4б, что говорит о едином механизме пластической деформации в Yb:YAG и YAG. Процесс выпучивания (пластической деформации) поверхности протекал, по-видимому, в течение длительного времени по окончании экспериментов.

## **6. Влияние внутренних напряжений на вид поверхностных разрушений в кристалле.**

Следует отметить, что отмеченные выше особенности морфологии кратеров в YAG никогда не наблюдались для кратеров на поверхности кристаллов LiF, кварца, кальцита (прозрачных для излучения с  $\lambda \approx 0.9$  мкм), сформированных в тех же, как и для YAG, условиях облучения импульсами ЛЦО [9-12]. На рис.6(a,b) представлены микрофотографии кратеров на поверхности 10 мм пластинки из кристаллического кварца (a) и 5 мм пластинки LiF (b). На поверхности кварца видны отколы материала в виде “розочки” с уменьшающимися к центру

кратера размерами “лепестков” (рис.6а). Эти отколы вызваны напряжениями, возникшими под поверхностью после лазерного воздействия. Справа внизу на

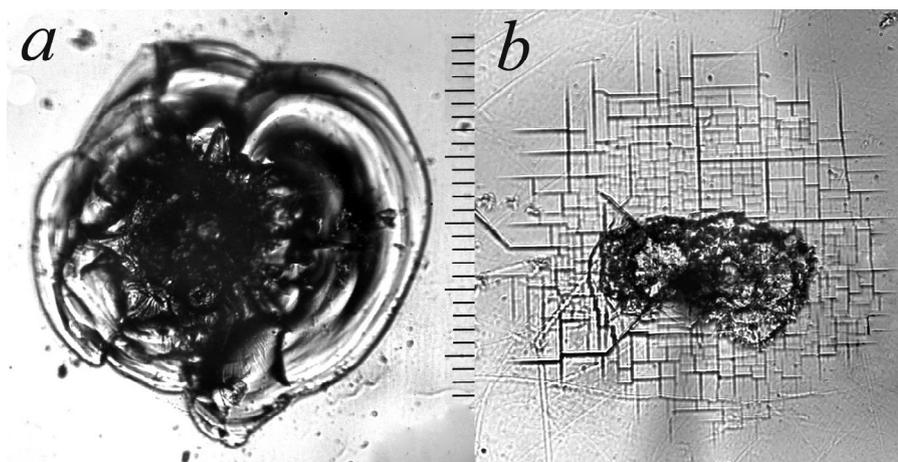


Рис.6. Растрескивания внутри и вне кратеров на поверхности кристаллического кварца – *a*, и на поверхности кристалла LiF – *b*. Масштаб – 11.8 мкм/дел.

рис.6а просматриваются складки, подобные складкам на поверхности YAG, см. ниже рис. 7. В LiF центральная область кратера окружена зоной растрескивания по кристаллографическим плоскостям, которая появлялась после окончания импульса накачки при выпучивании поверхности (рис.6б). В работе [22] такие структуры наблюдались при микроволновом разряде на поверхности LiF, в результате которого происходил разогрев тонкого слоя в глубине образца и возникали термомеханические напряжения, вызывавшие растрескивание холодной поверхности кристалла. В наших экспериментах для всех образцов кристаллов формирование тонкого слоя с высокой температурой и давлением под поверхностью происходило, как пояснялось, при ВРМБ и ВКР импульсов накачки ЛЦО [10]. Однако, различия в прочностных характеристиках кристаллов приводили к различному протеканию процесса разрушения их поверхности. Прочность на разрыв для кристалла YAG достигает  $S \approx 300$  МПа, в то время как для кварца  $S \approx 55$  МПа, а для LiF  $S \approx 11$  МПа [23-25]. В относительно «слабых» кварце и LiF после прекращения накачки релаксация напряжений в среде происходила (при отсутствии фазового перехода) за счет растрескивания и откола материала.

В кристалле YAG подобные явления наблюдались очень редко, что связано с его большей механической прочностью и, возможно, также с фазовым переходом, который снимал напряжения, сохраняя морфологию кратера после лазерного воздействия. Тем не менее, образование дугообразных трещин-складок (рис.1а,7а) и эллиптических вмятин (рис.7б) на небольшом расстоянии вокруг кратера всё же наблюдалось в кристалле YAG, что говорит о значительных сдвиговых напряжениях в кристалле в процессе деформации его поверхности и никак не может быть объяснено абляцией. Скорее всего, складки вокруг основных пятен продавливания на рис.7 объясняются остаточными напряжениями за краями пятна, где не произошёл фазовый переход.

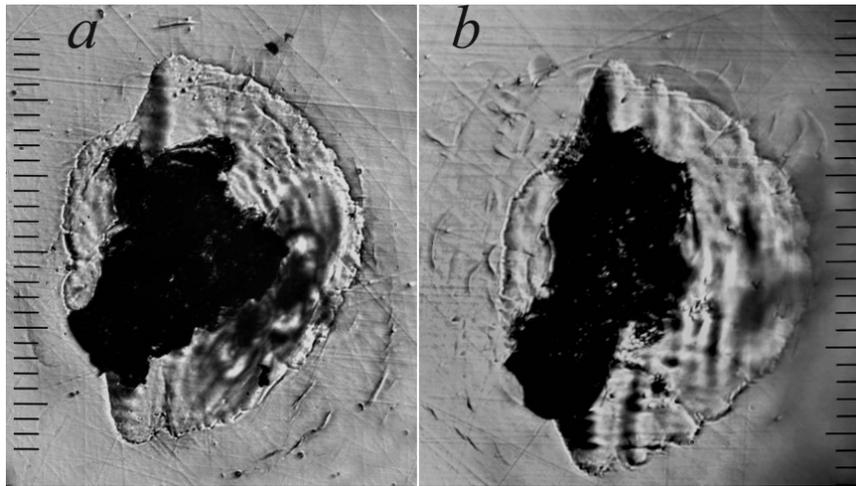


Рис.7. Ещё два кратера в YAG, образовавшиеся при больших потоках, со сформировавшимися вокруг пятен складками (рис.а, наиболее яркие складки справа внизу) и дугообразными вмятинами (рис.б, справа вверху). Масштаб: 11,8 мкм/дел.

В кристалле Yb:YAG в единичном случае (рис.8) наблюдался откол половины пятна продавливания, в результате которого по одну сторону глубина кратера осталась  $\sim 3$  мкм, в то время как с другой стороны она стала  $\sim 10$  мкм. Это лиш-

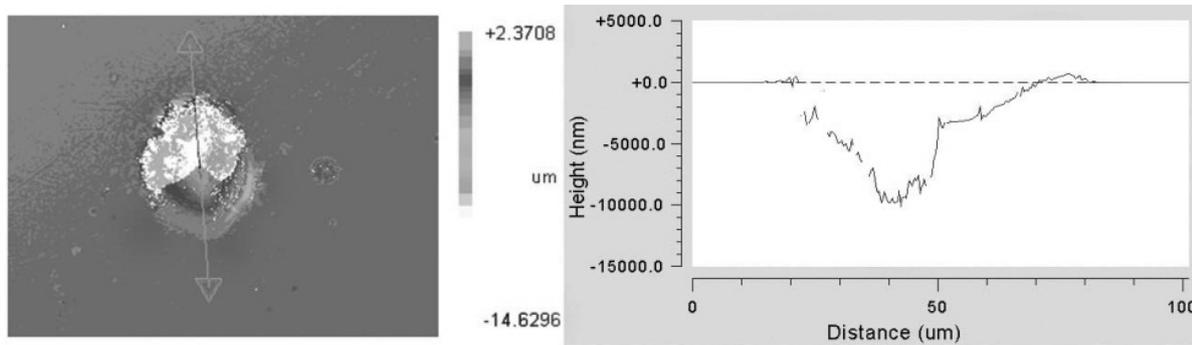


Рис.8. Слева вид кратера с отколотой частью поверхности, а справа его профилограмма.

ний раз говорит о том, что под поверхностью кратера формируется область повышенного давления, которая в состоянии разрушить и такой прочный кристалл как YAG.

## 7. Заключение.

Таким образом, представленные здесь данные позволяют предположить, что при взаимодействии 20-30 нс импульса широкополосного излучения ЛЦО с плотностью мощности  $10^9$ - $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> с кристаллом YAG образование кратеров на поверхности этого кристалла происходило не в результате плавления и абляции, а в результате пластической деформации материала, вызванной смещением атомов вглубь кристалла с последующим снятием возникших напряжений за счёт полиморфного перехода в среде или за счёт выпучивания поверхности образца.

В заключение, выражаем благодарность Н. Н. Мельнику и В.Г. Ральченко за интерес к работе и полезные обсуждения, а также за помощь в организации исследований кратеров.

## 8. Список литературы

1. J. Sanghera, W. Kim, G. Villalobos, B. Shaw, C. Baker, J. Frantz, B. Sadowski and I. Aggarwal. *Materials* **5**, 258 (2012).
2. J. Kawanaka, N. Miyanaga, T. Kawashima, K. Tsubakimoto, Y. Fujimoto, H. Kubomura, S. Matsuoka, T. Ikegawa, Y. Suzuki, N. Tsuchiya, T. Jitsuno, H. Furukawa, T. Kanabe, H. Fujita, K. Yoshida, H. Nakano, J. Nishimae, M. Nakatsuka, K. Ueda, K. Tomabechi. *J. of Physics: Conf. Ser.* **112**, 032058 (2008).
3. J. Bisson, Y. Feng, A. Shirakawa, H. Yoneda, J. Lu, H. Yagi, T. Yanagitani and K. Ueda. *Jap. J. Appl. Phys.* **42**, L 1025 (2003).
4. D.E. Zelmon, K. L. Schepler, S. Guha, D. Rush, S. M. Hegde, L. P. Gonzalez and J. Lee. *Proc. SPIE* **5647**, 255 (2004).
5. M. Dubinskii, L. D. Merkle, J. R. Goff, G. J. Quarles, V. K. Castillo, K. L. Schepler, D. Zelmon, S. Guha, L. P. Gonzalez, M. R. Rickey, J. J. Lee, S. M. Hegde, J. Q. Dumm, G. L. Messing, and S.-H. Lee. *Proc. SPIE* **5792**, 1 (2005).
6. S. Xu, J. Qiu, T. Jia, Ch. Li, H. Sun, Zh. Xu. *Optics Communications* **274**, 163 (2007).
7. A. Smith and B. Do. *Appl. Optics* **48**, 3509 (2009).
8. Т.Т. Басиев, Н.Е. Быковский, В.А. Конюшкин, Ю.В. Сенатский. *Квантовая электроника* **34**, 1138 (2004).
9. Н.Е. Быковский. Препринт ФИАН №16 (2005).
10. Н.Е. Быковский. Препринт ФИАН №36 (2006).
11. Н.Е. Быковский, Ю.В. Сенатский. *Квантовая электроника* **38**, 813 (2008).
12. N.E. Bykovsky and Yu.V. Senatsky. *Excitation of Periodical Shock Waves in Solid-State Optical Media (Yb:YAG, Glass) at SBS of Focused Low-Coherent Pump Radiation: Structure Changes, Features of Lasing. Acoustic Waves - From Microdevices to Helioseismology*, Marco G. Veghi (Ed.), ISBN: 978-953-307-572-3, InTech (2011).
13. А.М. Косевич. *Физическая механика реальных кристаллов*, Киев: Наукова думка (1981). 327 с.
14. В.С. Старунов, И.Л. Фабелинский. *УФН* **98**, 441 (1969).
15. А.П. Полякова. *Письма в ЖЭТФ* **4**, 132 (1966).
16. А.П. Полякова. *Письма в ЖЭТФ* **7**, 76 (1968).
17. О.В. Руденко. *Письма в ЖЭТФ* **20**, 445 (1974)

18. В.Д.Урлин. Ударные волны и экстремальные состояния вещества – М.:Наука, 2000. С.255 «Описание сжатых и плазменных состояний»
19. T.K. Cheng, J. Vidal, H.J. Zeiger, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, E.P. Ippen. Appl. Phys. Lett. 59, 16, 1923 (1991)
20. В.А.Гуртов, Р.Н.Осауленко Физика твердого тела для инженеров: Учебное пособие М.: Техносфера, 2007.
21. D. Hreniak, S. Gierlotka, W. Łojkowski, W. Stręk, P. Mazur and R. Fedyk. Solid State Phenomena **106**, 17 (2005).
22. В.А Иванов, М.Е. Коньжев. Прикладная физика. №6, 42 (2004).
23. L. Mezeix and D.J. Green. Int. J. Appl. Ceram. Technol. **3**, 166 (2006).
24. E. T. Kvammea, J. C. Earthmanb, D. B. Levitonc, B. J. Freyc. Proc.SPIE **5904**, 59040N-1 (2005).
25. K. Matthews, Ed. “The crystal handbook of IR and UV optical materials” Crystran Ltd. UK (2008).

Подписано в печать 21.10.2014 г.  
Формат 60x84/16. Заказ № 48. Тираж 140 экз. П.л 1,25.  
Отпечатано в РИИС ФИАН с оригинал-макета заказчика  
119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. 499 783 3640