

# Измерение энергетических спектров малоуглового рассеяния и распределения оптических микро неоднородностей лазерной керамики

П.Е.Твердохлеб, Ю.А.Щепеткин, И.Ш.Штейнберг, С.М.Ватник, А.Ю.Беликов, И.А.Ведин, П.Ф.Курбатов

*Измерены энергетические спектры малоуглового рассеяния образцов Nd:YAG-керамики и распределения оптических микро неоднородностей по её объёму. Пространственные профили микро неоднородностей найдены по методике коллинеарного гетеродинного микрозондирования. На основе полученных данных проведено сравнение шумовых и генерационных характеристик зарубежного и отечественных образцов лазерных керамик.*

**Ключевые слова:** лазерная керамика, спектры малоуглового рассеяния, лазерное гетеродинное микрозондирование, генерационные характеристики керамик.

## 1. Введение

Лазерная керамика – это поликристаллическая объемная среда, состоящая из отдельных случайно ориентированных и плотно упакованных кристаллитов (зёрен) с нерегулярными границами [1–5]. Сами зёрна имеют различные размеры и форму. Это можно наблюдать, например, на изображениях поверхностных срезов [4] и объемных сколов [5] керамики, полученных методами оптической и электронной микроскопии. Размеры зёрен находятся в диапазоне от нескольких сотен нанометров до нескольких десятков микрометров, а усредненные толщины границ – от единиц до десятков нанометров. Зёрна среды, их границы, а также остаточные поры (и трещины) в зёрнах и границах, примесные включения и другие микро- и субмикро неоднородности среды являются источниками сильного рассеяния света как в режиме его прохождения через среду, так и в режиме его отражения. Таким образом, лазерная керамика – это дисперсная среда со множеством разномасштабных оптических неоднородностей, а следовательно, она способна рассеивать свет в широком диапазоне углов дифракции или эквивалентных им пространственных гармоник.

Наиболее интересны поддиапазоны рассеяния при «малых» и «больших» углах дифракции. В первом из них рассеяние проходящего света определяется в основном размерами зёрен керамики, во втором – границами зёрен, порами, трещинами и другими микро размерными дефектами среды. Однако общим для таких спектров является то, что они имеют интегральный характер и не позволя-

ют определить пространственное положение отдельных рассеивающих микро- и субмикро структур в её объёме.

Подробное рассмотрение керамической среды и источника её шумов вызвано тем, что шумы рассеяния оказывают на генерационные характеристики керамик большое влияние. Это, в частности, подтверждается результатами работы [6], где исследовано влияние объемной плотности остаточных пор на порог и дифференциальную эффективность генерации Nd:YAG-керамики.

Исходя из сказанного, настоящая работа посвящена решению следующих задач:

1) Выбору простейшей методики и созданию соответствующих ей аппаратно-программных средств для измерения энергетических спектров рассеяния лазерной керамики в области «малых» ( $0.5^\circ$ – $6^\circ$ ) углов дифракции. Такие спектры принято называть малоугловыми [7].

2) Разработке методики лазерного гетеродинного микрозондирования керамики с целью получения сведений о распределении оптических микро неоднородностей по её толщине. Методика базируется на регистрации пучков рассеянного света при «больших» ( $36^\circ$ – $42^\circ$ ) углах дифракции.

3) Исследованию влияния шумовых характеристик существующих образцов керамики на их генерационные свойства (порог генерации, дифференциальную эффективность и др.).

Эксперименты при решении указанных задач выполнены на образцах лазерной Nd:YAG-керамики №8 и №10 (0.8% Nd, Фрязинский филиал ИПЭ РАН) и, для сравнения, на образце Nd:YAG-керамики R10097 (1% Nd, Baikowski Ltd, Япония).

## 2. Энергетические спектры малоуглового рассеяния

Необходимость исследования малоуглового рассеяния света оптической керамикой обусловлена рядом причин. В области углов, меньших нескольких градусов, наблюдается значительное увеличение спектральной плотности мощности шума по сравнению со случаем рассеяния (дифракции) в области высоких пространственных гармоник

П.Е.Твердохлеб, Ю.А.Щепеткин, И.Ш.Штейнберг, А.Ю.Беликов. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: peter@iae.nsk.su, shepetkin@ngs.ru, steinberg@iae.nsk.su, belikov\_andrey@ngs.ru  
С.М.Ватник, И.А.Ведин, П.Ф.Курбатов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: vatnik@laser.nsc.ru, vedin@laser.nsc.ru, ion@laser.nsc.ru

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 2 апреля 2014 г.

дисперсной среды. Уровень и характер малоуглового рассеяния света является одним из показателей оптического качества керамики, а поскольку рассеяние происходит и в области угловой расходимости лазерного пучка, то сведения о спектрах рассеяния керамик могут быть использованы для оценки степени влияния рассеяния света на генерационные характеристики керамики как активной лазерной среды. По характеру зависимости спектральной интенсивности рассеянного света от угла рассеяния можно также приближенно оценить характерные размеры элементов (зёрен) рассеивающей среды (керамики) [7] и, несмотря на относительно низкую точность такой оценки, результаты измерения спектров рассеяния с помощью одной и той же установки можно использовать для оперативного сравнения рассеивающих свойств различных образцов керамики при их изготовлении и применении.

Схема созданной экспериментальной установки приведена на рис.1. Пучок света He-Ne-лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм, мощность 20 мВт, диаметр 1.06 мм по уровню максимальной интенсивности  $1/e^2$ ) формировался с помощью двух ирисовых диафрагм 2 и 3, предназначенных для ослабления рассеянного лазерного излучения. Направление поляризации света параллельно плоскости чертежа. Прямой пучок, прошедший через образец, блокировался экраном 7.

Мощность рассеянного света измерялась с помощью фотодиодной линейки 8 и фотоприемного блока 9 – структурных элементов многоканального анализатора эмиссионных спектров (МАЭС) [8]. Линейка имеет  $N = 2580$  фотодетекторов ( $\Delta x \times \Delta y = 10 \times 1000$  мкм), расположенных с шагом  $\delta x = 12.5$  мкм. Время накопления фотодетектора составляет 10 мс, уровень насыщения – около  $10^{-12}$  Дж, динамический диапазон –  $10^4$ . Перед линейкой установлен нейтральный светофильтр 6. Расстояние между образцом и плоскостью линейки  $H = 39$  см, а между центром рассеяния и фотодетекторами  $D = 39 - 39.17$  см. При указанных параметрах элементов схемы обеспечивается измерение интенсивности малоуглового рассеяния света в диапазоне углов  $2\varphi = 0.57^\circ - 5.3^\circ$ .

Обычно рассеяние характеризуют спектральной плотностью дифракционной эффективности шумовых решеток  $\Phi$  – отношением мощности шума  $P_N/W$  в единичной полосе двумерной пространственной частоты  $W$  к мощности света  $P$ , прошедшего через образец [9]:

$$\Phi = P_N/WP = P_N \lambda^2 D^2 / PS = \lambda^2 P_N / P \Omega. \quad (1)$$

Здесь  $W = (S \cos^2 2\varphi) / \lambda^2 D^2 = \Omega / \lambda^2$ ;  $S = 10^{-2}$  мм<sup>2</sup> – площадь светочувствительной поверхности фотодетектора (пиксе-

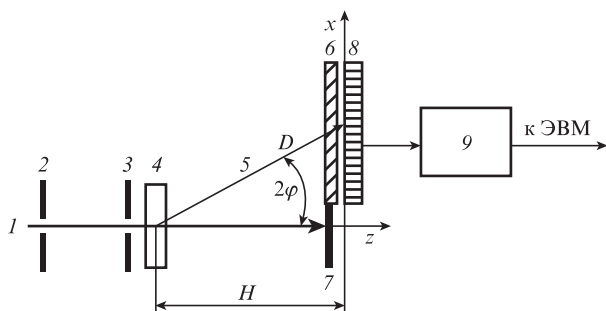


Рис.1. Схема экспериментальной установки для измерения спектров малоуглового рассеяния: 1 – лазерный пучок; 2, 3 – диафрагмы; 4 – образец керамики; 5 – рассеянный свет; 6 – светофильтр 1:100; 7 – экран; 8 – фотодиодная линейка БЛПП-369; 9 – фотоприемный блок (драйвер) линейки.

ля);  $\Omega$  – телесный угол поля зрения одного фотодетектора. В случае малоуглового рассеяния  $\cos 2\varphi \approx 1$ .

Если рассеяние аксиально симметрично относительно оси  $z$ , то из (1) получим выражение для суммарной дифракционной эффективности  $\eta$  рассеяния в телесном угле, определяемом размером фотодиодной линейки:

$$\eta = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\Phi_i \Omega_i}{\lambda^2} = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\Phi_i 2\pi x_i \delta x}{D_i^2 \lambda^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\Phi_i$  – значение  $\Phi$ , полученное с помощью фотодетектора с координатой  $x_i$ , удаленного на расстояние  $D_i$  от центра рассеяния (рис.1), а  $\Omega_i = 2\pi x_i \delta x / D_i^2$  – телесный угол приема рассеянного излучения в кольцевой зоне, соответствующей этому фотодетектору. При этом предполагается, что в пределах телесного угла  $\Omega_i$  величина  $\Phi_i$  остается постоянной.

Зависимости  $\Phi$  от пространственной частоты шумовых решеток  $\xi = 2\lambda^{-1} \sin \varphi \approx 2\lambda^{-1} \varphi$ , измеренные для трех образцов керамики, приведены на рис.2. Характеристики получены после сглаживания (по методу наименьших квадратов) шумов, обусловленных спекл-структурой рассеянного света.

Спектральная плотность  $\Phi$  в отсутствие керамики изменялась от  $5.1 \times 10^{-8}$  мм<sup>2</sup> при  $\xi \approx 20$  мм<sup>-1</sup> до  $1.4 \times 10^{-9}$  мм<sup>2</sup> при  $\xi \approx 160$  мм<sup>-1</sup>. Эти значения  $\Phi$  вычитались из результатов измерения шумов рассеяния керамики.

Для оценки характерных размеров рассеивателей воспользуемся формулой Гинье [7], т.е. рассмотрим зависимость интенсивности шума  $I_N = P_N/S$  от квадрата круговой пространственной частоты шумовых решеток  $q^2 = (2\pi\xi)^2 \approx (4\pi\lambda^{-1}\varphi)^2$ :

$$I_N(q) \approx I_N(0) \exp(-q^2 R_g^2 / 3) \text{ при } q \rightarrow 0, \quad (3)$$

где  $R_g$  – радиус инерции рассеивающей частицы.

Из выражения (3) следует, что чем больше характерный размер неоднородностей, тем круче спадает с увеличением пространственной частоты  $\xi = q/2\pi$  нормированная зависимость  $I_N^*(\xi) = I_N(\xi)/I_N(\xi_{in})$ , где  $\xi_{in} = 20$  мм<sup>-1</sup> – начальное значение  $\xi$ . Такие зависимости для исследуемых образцов керамики приведены на рис.3. Можно видеть, что размеры зёрен  $R_g$  у них примерно одинаковы.

Для оценки характерных размеров неоднородностей (зёрен) используем методику, приведенную в работе [10]. Так, из выражения (1) следует, что  $\Phi \propto I_N$ , поэтому формулу Гинье можно представить в виде

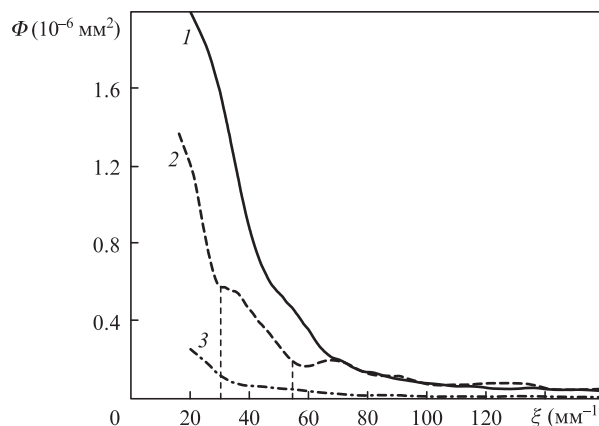


Рис.2. Энергетические спектры рассеяния образцов керамики №1 (1), №8 (2) и R10097 (3).

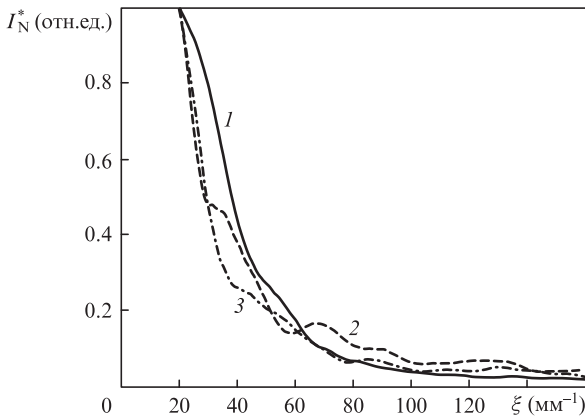


Рис.3. Зависимости нормированной интенсивности рассеянного света от пространственной частоты шумовых решеток для образцов №10 (1), №8 (2) и R10097 (3).

$$\Phi(q) \approx \Phi(0)\exp(-q^2 R_g^2/3), \tag{4}$$

или, после логарифмирования,

$$\ln[\Phi(q)] = \ln[\Phi(0)] - q^2 R_g^2/3. \tag{5}$$

Далее на графике функции  $\ln[\Phi(q)]$  выделяют участки, где зависимость  $\ln[\Phi(q)]$  от  $q^2$  приблизительно линейна [10]. В качестве примера границы таких участков для кривой 2 на рис.2 выделены штрихами. Для каждого участка находят функцию линейной регрессии, которая имеет вид  $R(v) = a + bv$ , где  $v = q^2$ . Эта функция приближает отсчеты исходных данных  $\ln[\Phi(q)]$  к  $R(v)$  с наименьшей среднеквадратичной погрешностью. Для каждого участка коэффициент достоверности аппроксимации определяют по формуле [10]

$$Q^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^k (y_i - f_i)^2}{\sum_{i=1}^k (y_i - \bar{y})^2}, \tag{6}$$

где  $k$  – число отсчетов на выбранном участке;  $y_i$  – экспериментальные значения функции  $\ln[\Phi(q)]$ ;  $\bar{y}$  – их среднее арифметическое значение;  $f_i$  – значения функции аппроксимации на этом участке.

Необходимо, чтобы коэффициенты достоверности аппроксимации были как можно ближе к единице, поэтому при необходимости границы участка можно уточнить и повторить процесс аппроксимации.

Результаты аппроксимации представим в виде (4), где  $\Phi(0) = \exp(a)$ ,  $R_g = (-3b)^{1/2}$ . Результаты обработки экспериментальных данных представлены в табл.1. Здесь же приведены значения суммарной дифракционной эффективности  $\eta$ , полученные по формуле (2).

В [7] приведены формулы связи радиуса инерции  $R_g$  с размерами простых геометрических тел. В первом приближении характерной формой границ зёрен можно считать многогранную призму [4]. Боковая поверхность такой призмы наиболее близка к поверхности тонкостенного цилиндра, радиус которого  $R$  равен радиусу описанной вокруг многоугольника окружности:  $R = d/2 \approx R_g$ , где  $d$  – характерный диаметр зерна.

### 3. Получение распределения оптических неоднородностей по толщине керамики с помощью лазерного гетеродинного микрондирования

Суть ранее предложенного нами метода лазерного гетеродинного микрондирования [11] поясним с помощью рис.4. Здесь используются два когерентных сфокусированных световых пучка: опорный 1 и гетеродинный 2. Частота гетеродинного пучка сдвинута относительно частоты опорного пучка на  $\Delta F = 88$  МГц. В области пересечения пучков формируется бегущая интерференционная микрорешетка, которая совмещается с шумовой «решеткой» 4 в объеме лазерной керамики 3. Световой пучок 5 возникает в результате дифракции пучка 2 на шумовой решетке 4. Если пространственная частота шумовой решетки равна пространственной частоте бегущей микрорешетки или близка к ней, то пучок 5 будет распространяться в том же направлении (коллинеарно), что и пучок 1. Взаимодействие двух коллинеарных пучков света с раз-

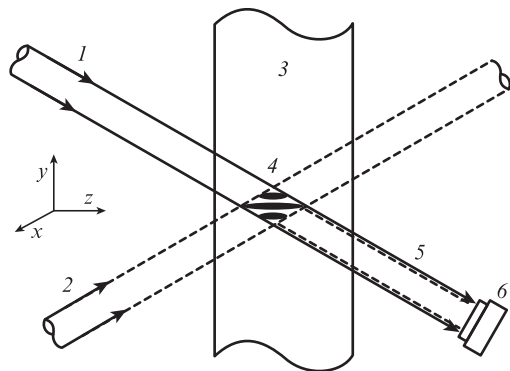


Рис.4. Схема исследования пространственного распределения оптических неоднородностей в объемном материале с помощью коллинеарного гетеродинного детектирования: 1 – опорный пучок; 2 – гетеродинный пучок; 3 – лазерная керамика; 4 – шумовая «решетка»; 5 – пучок, возникающий в результате дифракции; 6 – фотодетектор.

Табл.1. Характеристики образцов керамики, полученные по результатам обработки спектров малоуглового рассеяния света.

Образец	Номер зоны аппроксимации	$\xi$ (мм <sup>-1</sup> )	$\Phi(0)$ (мкм <sup>2</sup> )	$R_g$ (мкм)	$Q^2$	$\eta$ (10 <sup>-3</sup> )
№8	1	16–30	2.1	11	0.980	7.5
	2	30–54	1.8	7.1	0.990	
	3	54–147	0.21	2.4	0.850	
№10	1	20–47.4	3	7.7	0.991	10
	2	47.4–67.6	1.9	6.2	0.991	
	3	67.6–142	0.19	2.5	0.853	
R10097	1	20–36.6	0.46	10.4	0.993	1.4
	2	36.6–69.5	0.112	4.8	0.993	
	3	69.5–161	0.022	1.73	0.746	

ными частотами приводит к возникновению фототока с разностной частотой  $\Delta F$  на выходе фотодетектора 6. Этот сигнал несет информацию об амплитуде шумовой решетки, причем фотодиод 6 детектирует только то рассеянное на решетке световое поле гетеродинного пучка 5, которое совпадает по направлению (угловому спектру пространственных гармоник) с прошедшей без дифракции частью опорного пучка 1.

Детектирование оптических неоднородностей в других микрообъемах керамики проводится путем её прецизионного перемещения вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  относительно области пересечения сфокусированных пучков. Диапазон перемещения используемого пьезопозиционера составляет 310 мкм, что с учетом показателя преломления керамики  $n = 1.8$  ограничивает диапазон сканирования по толщине значением 558 мкм.

Следует отметить, что гетеродинное детектирование происходит только в области пересечения пучков 1 и 2. Вследствие этого шумы, связанные с рассеянием на поверхности и в других областях керамики, не влияют на результат детектирования.

Полная схема экспериментальной установки и принцип её работы не отличаются от ранее созданного прототипа установки, представленного в работе [12]. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 660 нм, а в качестве фокусирующего объектива – микрообъектив  $40\times$  с фокусным расстоянием 4.5 мм, рабочим отрезком 2 мм и числовой апертурой  $NA = 0.6$ . При указанных параметрах в фокальной плоскости микрообъектива формировалась микрорешетка с размерами  $\Delta x \times \Delta y = 0.8 \times 1.3$  мкм. Сдвиг частоты излучения в гетеродинном пучке проводился с помощью акустооптического модулятора света.

Пространственная частота микрорешетки, формируемой в среде керамики, определяется выражением  $\xi_0 = 2\sin\theta/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения, а  $\theta$  – половинный угол между осями световых пучков вне среды. Так, для  $\theta = 20^\circ$ ,  $\lambda = 0.66$  мкм пространственная частота решетки составляет  $1040$   $\text{мм}^{-1}$ . Учитывая, что формирование микрорешетки проводится с помощью сфокусированных гауссовых пучков, диапазон пространственных гармоник таких микрорешеток может находиться в пределах  $706$ – $1346$   $\text{мм}^{-1}$  по уровню половины максимального значения их амплитуды. Область перестройки центральной пространственной частоты  $\xi_0$  микрорешеток невелика. Она лежит в диапазоне  $900$ – $1100$   $\text{мм}^{-1}$  и определяется характеристиками используемого акустооптического модулятора (АОМ) и параметрами оптической системы гетеродинного микронзондирования. Размер микрорешетки по толщине среды (по уровню половины максимальной интенсивности) для дифракционно-ограниченных пучков  $\Delta z = 2r_{0y}/n/\sin\theta$ , где  $2r_{0y}$  – размер перетяжки сфокусированного гауссова пучка вдоль оси  $y$ . Так, для  $r_{0y} = 0.65$  мкм,  $n = 1.8$ ,  $\theta = 20^\circ$ ,  $\lambda = 0.66$  мкм получим  $\Delta z = 6.8$  мкм. Измеренный на глубине 20 мкм размер области пространственной селекции по глубине составляет  $\Delta z = 7.2$  мкм, что характеризует разрешающую способность методики по оси  $z$ , близкую к дифракционному пределу (6.8 мкм). Учитывая приведенные выше значения размеров микрорешетки по осям  $x$  и  $y$ , получим минимальный размер зондирующей микрорешетки в керамике  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.8 \times 1.3 \times 7.2$  мкм. Однако при перемещении светового зонда по толщине образца размер сфокусированного пучка увеличивается вследствие влияния сферической aberrации, что приводит к ухудше-

нию разрешающей способности данного метода. Так, на глубине 500 мкм измеренные размеры микрорешетки составляют  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 1.2 \times 1.9 \times 15.3$  мкм.

Следует отметить, что при вышеуказанных значениях пространственной частоты микрорешетки и ее поперечных размеров максимальный сигнал при гетеродинном микронзондировании будет наблюдаться, когда поперечные размеры оптических неоднородностей равны примерно 1–3 мкм. Это могут быть, например, как сами зёрна образцов керамики близкого размера, так и границы более крупных зёрен (от 5 мкм).

Дифракционная эффективность микрорешеток при коллинеарном гетеродинном детектировании определялась следующим образом. Как уже упоминалось, на фотодиод попадают два коллинеарных световых пучка. Один из них – гетеродинный, продифрагировавший предварительно на АОМ (имеет сдвиг частоты) и далее на микрорешетке, второй пучок – опорный, прошедший АОМ без дифракции. На выходе фотодиода возникает переменный ток, частота которого равна разности частот света пучков, а амплитуда

$$i_{\text{res}} = 2(i_{\text{get}}i_{\text{ref}})^{1/2}, \quad (7)$$

где  $i_{\text{get}}$  и  $i_{\text{ref}}$  – фототоки, полученные отдельно от гетеродинного и опорного пучков. Если принять дифракционную эффективность АОМ равной 50%, а значение фототока при выключенном модуляторе равным  $i_0$ , то будем иметь  $i_{\text{get}} = \eta i_0/2$ ,  $i_{\text{ref}} = i_0/2$ . Подставляя выражения для  $i_{\text{get}}$  и  $i_{\text{ref}}$  в (7) получим, что  $\eta = (i_{\text{res}}/i_0)^2$ . Полагая, что шумовая микрорешетка имеет преимущественно фазовый характер, амплитуду модуляции показателя преломления  $\Delta n$  можно найти по известной формуле Когельника [13] для фазовых пропускающих голограмм.

Объектом нашего исследования был образец №8 лазерной Nd:YAG-керамики (0.8% Nd), имеющий форму диска диаметром 15.6 мм и толщиной 3.2 мм. На рис.5 приведен характер изменения отклика, т. е. сигнала на выходе фотоприемника 6 (см. рис.5), измеренного при перемещении двухпучкового лазерного зонда по толщине образца. Результаты сканирования получены в одной из областей вблизи центра образца. По оси абсцисс отложена в микрометрах глубина проникновения лазерного зонда в среду. Область размером от нуля до 50 мкм по оси  $z$  соответствует воздуху, область от 50 до 500 мкм – керамике. Среднеквадратичное значение амплитуды сигнала считывания в воздухе составляло  $U_{\text{sc}} = 4.9$  мВ. Оно определяется рассеянием на оптических элементах в области пересечения световых пучков, шумами усилителя фототока и наводками на элементы электронных схем. Среднеквадратичное значение сигнала считывания в керамике (область 50–500 мкм)

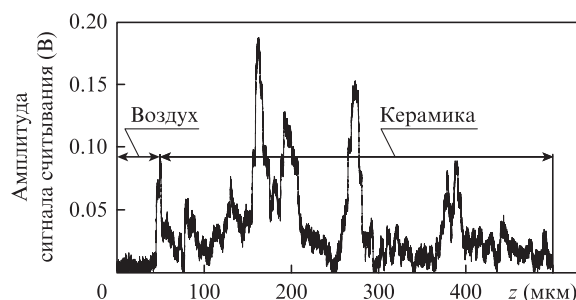


Рис.5. Амплитуда сигнала считывания при сканировании по глубине (ось  $z$ ) образца керамики.

составляет 33 мВ. Амплитуда модуляции показателя преломления, соответствующая этому значению, равна примерно  $2 \times 10^{-5}$ . Пиковое значение сигнала считывания в керамике составляло 170 мВ (рис.5), а амплитуда модуляции показателя преломления была равна  $\sim 10^{-4}$ .

Более полное представление о распределении оптических неоднородностей дает двумерная картина, полученная в результате 31 цикла сканирования по глубине (вдоль оси  $z$ ) и последовательного сдвига на 2 мкм в поперечном направлении (вдоль оси  $y$ ). На рис.6,*a* приведен пример синтезированного изображения (топограмма), полученного при таком сканировании. Приведенная картина является изображением двумерного распределения отклика, который в свою очередь является сверткой считывающей микрорешетки и шумовой решетки. В связи с этим размер оптической неоднородности, указанной на рис.6,*a*, можно оценить как  $\Delta y \times \Delta z = 2.2 \times 13$  мкм. Можно предположить, что если наблюдаемый размер неоднородности по глубине больше, чем 7–10 мкм, то он, скорее всего, соответствует отклику на несколько последовательно расположенных зёрен, размер каждого из которых меньше размера аппаратной функции по глубине. Значительно более информативным являлось бы трехмерное представление распределения оптических неоднородностей в среде керамики. Такие изображения мы планируем получить в дальней-

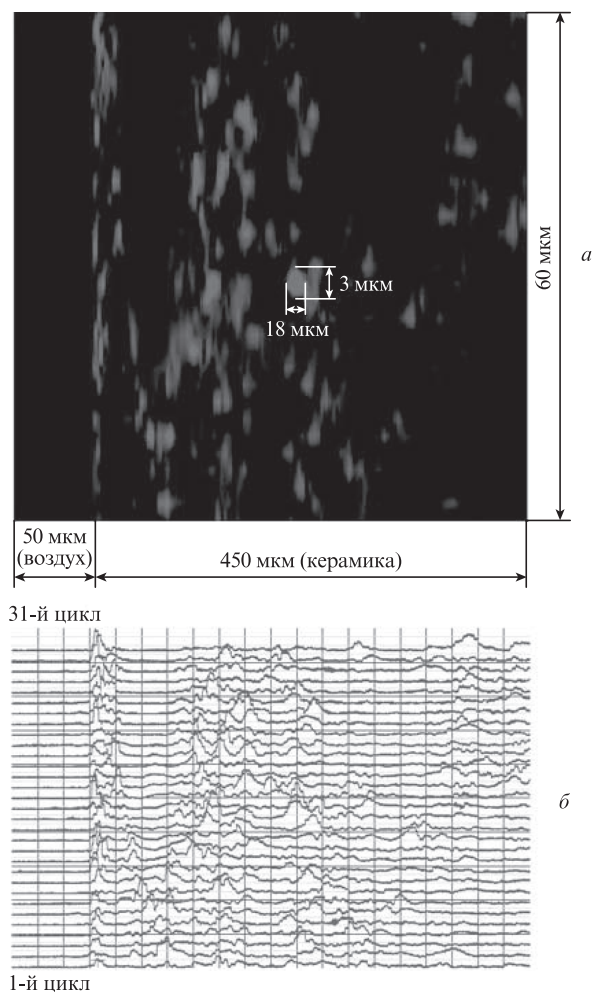


Рис.6. Графическое представление результатов двумерного сканирования лазерной керамики: топограмма сигнала считывания области  $60 \times 450$  мкм (масштаб по осям  $y$  и  $z$  разный) (*a*), а также амплитуды сигналов считывания, полученные во всех (с 1-го по 31-й) циклах сканирования (*b*).

шем. Вопрос о природе и структуре оптических неоднородностей, наблюдаемых при глубинном зондировании лазерной керамики, остается пока открытым и требует дополнительного исследования.

В настоящий момент можно говорить только о том, что такие неоднородности не являются порами лазерной керамики, поскольку разность показателей преломления на границах пор составляет  $\sim 0.8$  и амплитуда сигнала считывания должна быть на 4 порядка больше, чем наблюдаемая величина.

#### 4. Оценка влияния рассеяния на генерационные характеристики керамик

Генерационные характеристики лазерных Nd:YAG-керамик были исследованы в геометрии короткого линейного резонатора (физическая длина  $L = 20$  мм), методика эксперимента подробно описана в [1, 14]. После глубокой полировки на плоские поверхности образцов № 8 и № 10 (диски  $\varnothing 15.6 \times 3.2$  мм, 0.8% Nd) и образца сравнения R10097 (диск  $\varnothing 10 \times 2.5$  мм, 1% Nd) были нанесены диэлектрические покрытия – широкополосное просветляющее с остаточным отражением менее 0.15% на длинах волн накачки (808 нм) и генерации (1064 нм) и комбинированное отражающее покрытие, состоящее из диэлектрического глухого зеркала (коэффициент отражения превышает 99.8% на  $\lambda = 1064$  нм) и дополнительного слоя металлизации, который обеспечивает высокий коэффициент отражения излучения накачки при углах падения  $0-30^\circ$ . Для эффективного отвода тепла керамические диски устанавливались на медные теплоотводы через промежуточный слой индиевой фольги толщиной 100 мкм с использованием различных методов пайки и обжима. Накачка всех образцов керамик осуществлялась с помощью коллимированного излучения двух диодных линеек с совокупной мощностью до  $\sim 50$  Вт, диаметр пятна накачки в фокусе составлял 0.95 мм. Лазерный резонатор был образован внешним вогнутым зеркалом и плоским зеркалом на активном элементе со стороны теплоотвода. В качестве выходного было использовано вогнутое сферическое зеркало с радиусом  $r = -40$  мм и коэффициентом пропускания  $T = 3\%$  на длине волны  $\lambda = 1064$  нм. Вследствие того, что металлизация на плотном зеркале на образцах № 8 и № 10 имела очень низкую адгезию, измерения параметров генерации были проведены в режиме квазинепрерывной накачки со скважностью 14% (7 мс/50 мс) при максимальном значении мощности излучения накачки 25 Вт.

Результаты генерационных экспериментов представлены на рис.7, дифференциальные эффективности и пороги генерации составили (согласно линейной аппроксимации) 44.7% и 1.0 Вт (R10097), 20.8% и 1.7 Вт (№ 10), 9.5% и 4.3 Вт (№ 8).

Результаты исследования оптических неоднородностей образцов керамики, полученные с помощью метода гетеродинного микронзондирования, представлены на рис.8. Сравнение данных рис.7 и рис.8 свидетельствует о наличии корреляции между генерационными характеристиками и распределением оптических неоднородностей. Качественные картины распределения оптических неоднородностей могут быть дополнены результатами измерения спектральной плотности дифракционной эффективности шумовых решеток  $\Phi$  образцов керамик. Так, в диапазоне пространственных частот  $994-1147$  мм $^{-1}$  она составляет  $4.84 \times 10^{-9}$  мм $^2$  для образца № 10,  $6.4 \times 10^{-9}$  мм $^2$  для

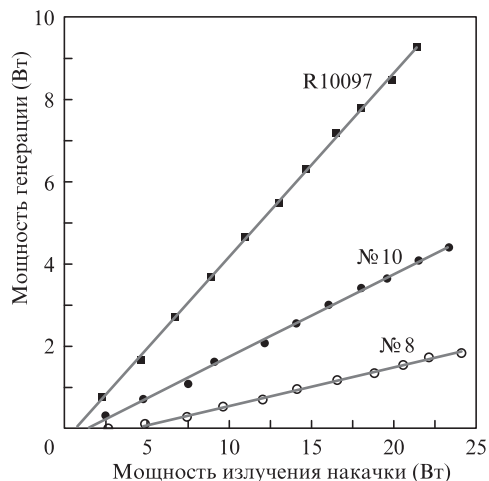


Рис. 7. Генерационные характеристики исследованных образцов Nd:YAG-керамик с дифференциальными эффективностями 44.7% (R10097), 20.8% (№10), 9.5% (№8).

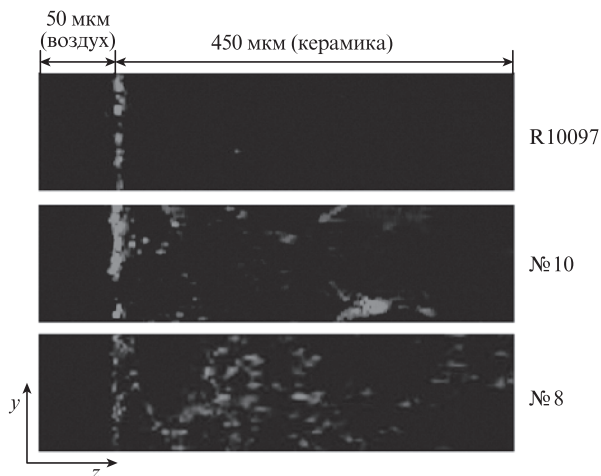


Рис. 8. Топограммы сигналов считывания для трех образцов лазерной керамики. Размер исследуемой области  $60 \times 450$  мкм.

образца №8 и  $(3.7-21) \times 10^{-10}$  мм<sup>2</sup> для образца R10097. Последний образец имеет плоскопараллельные противоположные грани, и уровень рассеяния зависит от небольшого изменения угла падения анализирующего светового пучка на образец. Как и следовало ожидать, наилучшие генерационные параметры по порогу генерации и дифференциальной эффективности были получены для образца керамики R10097 с практически отсутствующими микро неоднородностями и, как следствие, с минимальным рассеянием. В целом, помимо величины оптических потерь, на порог и эффективность генерации будет влиять и степень микроструктурной оптической однородности керамики, которая должна быть достаточной для обеспечения условий фазовой когерентности. В настоящий момент представляется вполне очевидным, что как величина оптических потерь (в том числе малоугловых), так и мелкомасштабная неоднородность показателя преломления, приводящая к случайным фазовым набегам, определяются всей совокупностью микроструктурных дефектов в объеме керамики, и для выявления дополнительных взаимных корреляций между этими параметрами было бы целесообразно в рамках планируемых работ провести прямые измерения потерь на длине волны лазерного излучения, а также определить коэффициенты ненасыщенного усиления керамики в зависимости от поглощенной мощности накачки.

## 5. Заключение

Основные результаты проведенного исследования заключаются в следующем.

Получены энергетические спектры малоуглового ( $0.5^\circ-6^\circ$ ) рассеяния света в дисперсных средах отечественных (0.8% Nd, №8 и №10) и зарубежного (1% Nd, R10097) образцов лазерной керамики, и на основе этих данных установлено, что характерные размеры зёрен находятся в диапазоне 3–22 мкм. Показано, что эффективность рассеяния для образца R10097 примерно в 5–8 раз меньше, чем для отечественных образцов. Наличие в зависимостях Гинье трех участков, в том числе двух из них с достоверностью линейной аппроксимации  $\sim 0.99$ , позволяет предполагать, что размеры зёрен у исследуемых образцов керамики R10097 и №8 распределены по закону трехмодальной функции, однако это предположение требует дальнейшей проверки.

Предложена и введена в экспериментальную практику лазерная методика глубинного гетеродинного микрозондирования лазерной керамики, предусматривающая измерение интенсивности рассеянного света при больших ( $36^\circ-42^\circ$ ) углах дифракции. Размеры светового зонда в объеме керамики  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.8 \times 1.3 \times 6.8$  мкм. Экспериментальным путем получены двумерные микроизображения флуктуаций показателя преломления (амплитуда модуляции на уровне  $10^{-4}$ ) по толщине образцов керамики. Размер зоны сканирования  $60 \times 450$  мкм. Обнаружена зависимость генерационных характеристик (порога генерации, дифференциальной эффективности) от наличия и «концентрации» таких оптических микро неоднородностей. Показано, что наилучшими генерационными параметрами обладает образец R10097 с практически отсутствующими глубинными флуктуациями показателя преломления.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и РФФИ (грант №14-02-00732-а).

- Багаев С.Н., Осипов В.В., Иванов М.Г., Соломонов В.И., Платонов В.В., Орлов А.Н., Расулева А.В., Иванов В.В., Кайгородов А.В., Ватник С.М., Ведин И.А., Майоров А.П., Пестряков Е.В., Шестаков А.В., Салков А.В. *Квантовая электроника*, **38** (9), 840 (2008).
- Гаранин С.Г., Дмитриук А.В., Жилин А.А., Михайлов М.Д., Рукавишников Н.Н. *Оптический журнал*, **77** (9), 52 (2010).
- Гаранин С.Г., Дмитриук А.В., Жилин А.А., Михайлов М.Д., Рукавишников Н.Н. *Оптический журнал*, **78** (6), 60 (2011).
- Балабанов С.С., Быков Ю.В., Егоров С.В. и др. *Квантовая электроника*, **43** (4), 396 (2013).
- Каминский А.А., Таранов А.В., Хазанов Е.Н. *Квантовая электроника*, **43** (3), 282 (2013).
- Ikessue A., Yoshida K. *J. Mater. Sci.*, **34** (6), 1189 (1999).
- Свергун Д.И., Фейгин Л.А. *Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние* (М.: Наука, 1986).
- Лабусов В.А., Гаранин В.Г., Шелпакова И.Р. *Журнал аналитической химии*, **67**, 697 (2012).
- Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. *Оптическая голография* (М.: Мир, 1973).
- Бункин Н.Ф., Суязов Н.В., Ципенюк Д.Ю. *Квантовая электроника*, **35** (2), 180 (2005).
- Рудаков И.Б., Штейнберг И.Ш., Щепеткин Ю.А. *Автометрия*, №3, 76 (1991).
- Беликов А.Ю., Вьюхина Н.Н., Затолокин В.Н., Твердохлеб П.Е., Трубецкой А.В., Штейнберг И.Ш., Щепеткин Ю.А. *Автометрия*, **43** (1), 76 (2007).
- Kogelnik H. *Bell Syst. Tech. J.*, **48**, 2909 (1969).
- Ватник С.М., Осипов В.В., Ведин И.А., Курбатов П.Ф. *Квантовая электроника*, **43** (3), 288 (2013).