

Поляризационная динамика лазера на Nd:YAG-керамике

П.А.Хандохин, И.В.Иевлев, Ю.С.Лебедева, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов

Проведено экспериментальное исследование поляризационной динамики биполяризационного микрочип-лазера на основе Nd:YAG-керамики. Показано, что в поликристаллическом Nd:YAG-лазере реализуется биполяризационный режим генерации. Для низкочастотной динамики в этом режиме характерно наличие трех типов релаксационных колебаний, два из которых отвечают за противофазную динамику интенсивностей ортогонально поляризованных мод. Обнаружено, что в Nd:YAG-керамике линейно поляризованное излучение накачки приводит к эффекту наведенной анизотропии усиления, как и в монокристаллических Nd:YAG-лазерах. Проведен сравнительный анализ поведения ортогонально поляризованных мод лазеров как на монокристаллах Nd:YAG, так и на Nd:YAG-керамике, обладающей случайным расположением кристаллографических осей в каждой отдельной грануле (микрокристалле). Предложена и реализована методика определения общих потерь внутри резонатора по спектру релаксационных колебаний и проведено сравнение активных элементов из монокристаллов и из керамики. Экспериментально продемонстрировано наличие анизотропии усиления, анизотропии потерь и фазовой анизотропии в микрочип-лазерах и на керамике, и на монокристаллах.

Ключевые слова: Nd:YAG-керамика, поляризационная мода, релаксационные колебания, наведенная излучением накачки анизотропия усиления, резонатор Фабри–Перо, микрочип-лазеры, термонаведенная деполяризация, тепловая линза.

1. Введение

Бурное развитие исследований поликристаллических (керамических) активных Nd:YAG-элементов началось примерно с 1995 г. [1]. На сегодняшний день имеется достаточно большое количество публикаций, посвященных исследованиям активных элементов из Nd:YAG-керамики [1–14]. К важным преимуществам керамики можно отнести высокую скорость ее производства и возможность получения образцов большого размера. Метод Чохральского, с помощью которого выращивают монокристаллы, имеет ряд недостатков по сравнению с методами производства керамики: это низкая скорость роста и малые размеры выращиваемых образцов, их относительно высокая стоимость и т. д. В настоящее время существуют образцы Nd:YAG-керамики, апертура которых достигает 1 м [3, 15, 16], что намного больше размеров самых больших монокристаллов. При этом необходимо отметить, что, в отличие от монокристаллов Nd:YAG, качество Nd:YAG-керамики больших размеров практически не изменяется от центра образца к периферии, а концентрация допантов не меняется вдоль образца. Эти преимущества позволяют применять Nd:YAG-керамику в мощных лазерных системах. Проводились также исследования оптического поглощения, спектров флуоресценции, деполяризации излучения, температурных свойств Nd:YAG-керамики с разными уровнями допирования и динамических эффектов в ней [1–12].

П.А.Хандохин, И.В.Иевлев, Ю.С.Лебедева, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khando@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 2 апреля 2010 г., после доработки – 2 ноября 2010 г.

В работе [2] довольно детально исследована динамика генерации и характеристики профиля выходного пучка микрочип-лазера на Nd:YAG-керамике с лазерной накачкой. Отмечается влияние тонкой структуры керамического элемента, состоящего из монокристаллических гранул со средним размером ~ 50 мкм, на модовый состав излучения: наблюдалась нестационарная генерация с большим числом поперечных мод с одинаковой пространственной структурой вдоль оси резонатора. Исследований поляризационных свойств излучения в этой работе не проводилось. С другой стороны, в лазерах с изотропными резонаторами (лазеры как с волоконными активными средами [17–19], так и на монокристаллах Nd:YAG [20–22]) следует ожидать появления биполяризационного режима генерации.

В работах [18–22] было продемонстрировано, что линейно поляризованное излучение накачки приводит к эффекту наведенной анизотропии усиления, которая проявляется в изменении интенсивностей ортогонально поляризованных мод при повороте плоскости поляризации накачки. В каждой поляризованной компоненте излучения генерировалось от одной до нескольких продольных мод. Принято называть всю совокупность продольных мод с одинаковой поляризацией поля супермодой или просто поляризационной модой [17]. В [18–22], наряду с высокочастотными синфазными релаксационными колебаниями, присущими всем типам лазеров с инерционной активной средой, были обнаружены низкочастотные релаксационные колебания, которые совершаются в каждой поляризационной моде в противофазе друг с другом. До настоящего времени не проводилось подобных экспериментов с керамическими активными элементами. Целью настоящей работы являлось исследование флуктуационных и поляризационных свойств излучения микрочип-лазера на Nd:YAG-керамике с накачкой линейно поляризованным излучением.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Линейно поляризованное излучение лазерного диода ЛД с помощью системы линз Л1 и Л2 фокусировалось на поверхность активного элемента (Nd:YAG-керамика или монокристалл), который представлял собой плоскопараллельную пластинку диаметром около 8 мм и толщиной 2 мм. Эта пластинка являлась собственно микрочип-лазером, поскольку на каждую из ее поверхностей были нанесены диэлектрические отражающие покрытия на длину волны 1064 нм. Покрытие на входной поверхности было просветляющим на длину волны накачки 810 нм и полностью отражающим (~99.7%) на длину волны генерации 1064 нм. Диэлектрическое покрытие на выходной грани отражало ~95% излучения на длине волны накачки и ~99% на длине волны исследуемого лазера. Активный элемент был помещен в держатель (рис.1), который позволял перемещать его в направлении оси x , перпендикулярной направлению распространения излучения лазера. Полуволновая фазовая пластинка, установленная на пути пучка накачки, давала возможность управлять ориентацией его поляризации (угол Ψ_p). Фильтр Φ на выходе Nd:YAG-лазера служил для отсеки остаточного излучения накачки в канале регистрации. Далее излучение лазера попадало на поляризатор П (призма Глана), используемый для наблюдения отдельных поляризационных мод. Юстировкой фокусировки радиально симметричного пучка накачки на входную грань кристалла мы добивались генерации основной поперечной моды TEM_{00} с расходимостью пучка $\sim 8.6 \times 10^{-3}$ рад, т.е. диаметр пучка равнялся 40 мкм.

Концентрация ионов Nd^{3+} в образце из Nd:YAG-керамики составляла 2.3 ат.%. Такая концентрация примерно в два раза выше обычной концентрации активных ионов в монокристалле Nd:YAG. Выходное излучение лазера анализировалось с помощью низкочастотного анализатора спектра, осциллографа и измерителя мощности. В этом излучении наблюдались две линейные ортогонально поляризованные моды TEM_{00} , которые имели одинаковую поперечную пространственную структуру.

Соотношение интенсивностей ортогонально поляризованных мод могло меняться как при сканировании из-

лучения накачки по поверхности активного элемента, так и при изменении ориентации его вектора поляризации. Результаты измерений сравнивались с аналогичными измерениями для микрочип-лазера на монокристалле Nd:YAG с ориентацией кристаллографических осей [001] и длиной кристалла (резонатора) 2 мм. Концентрация активных ионов Nd^{3+} в этом кристалле составляла ~ 1 ат.%.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Спектр релаксационных колебаний

В излучении лазера на Nd:YAG-керамике были обнаружены две поляризационные моды. Модовый состав излучения (точнее, монополяризационный или биполяризационный режим) контролировался по спектру флуктуаций интенсивности излучения с ортогональными поляризациями: наличие только одного высокочастотного релаксационного пика в спектре флуктуаций интенсивности излучения говорило об одномодовости генерации. В эксперименте исследовалось влияние поляризации излучения накачки на интенсивности поляризационных мод Nd:YAG-лазера. Методика определения ориентаций поляризационных мод описана в работах, посвященных динамике биполяризационных лазеров [18–22]. Как правило, сильной поляризационной моде соответствовало положение анализатора, в котором интенсивность прошедшего излучения была максимальной. Слабой поляризационной моде соответствовало ортогональное положение анализатора, в котором интенсивность прошедшего излучения была минимальной.

Исследования лазера на Nd:YAG-керамике показали, что в спектре флуктуаций интенсивности каждой поляризационной моды наблюдаются три типа релаксационных колебаний, проявляющиеся в виде резонансных пиков на частотах f_1 , f_2 и f_3 (рис.2). Высокочастотные релаксационные колебания на частоте f_1 обусловлены синфазными колебаниями интенсивностей, а низкочастотные поляризационные релаксационные колебания (на частотах f_2 и f_3) – противофазными колебаниями интенсивностей поляризационных мод [22]. Благодаря этому свойству низкочастотные релаксационные колебания практически отсут-

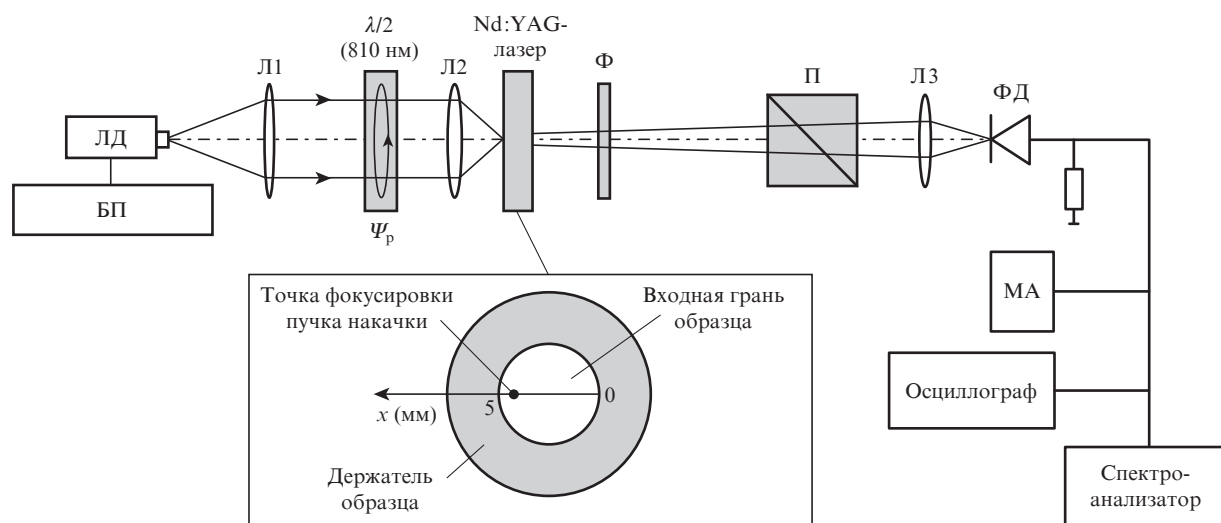


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки:

БП – блок питания лазера накачки; ЛД – лазерный диод накачки ($\lambda = 810$ нм); Л1, Л2, Л3 – собирающие линзы; Φ – фильтр-ослабитель излучения накачки; П – поляризационный куб (призма Глана); ФД – фотодиод; МА – микроамперметр.

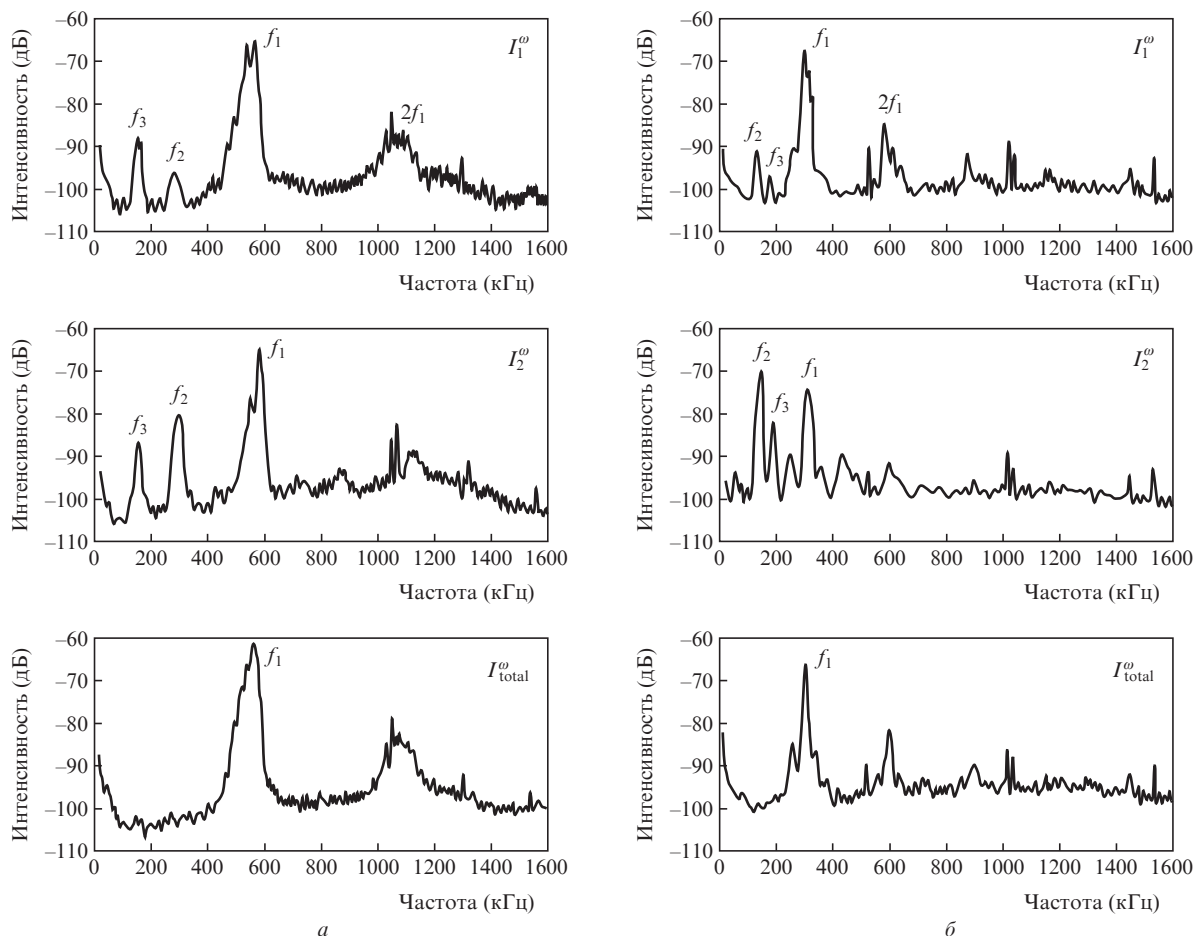


Рис.2. Спектры флуктуаций интенсивностей отдельных ортогонально поляризованных мод $I_{1,2}^{\omega}$ и суммарной интенсивности I_{total}^{ω} излучения лазера на Nd:YAG-керамике (а) и на монокристалле Nd:YAG (б).

ствуют в спектре суммарной интенсивности. Наличие в спектре флуктуаций интенсивности излучения резонансных пиков на частотах релаксационных колебаний f_2 и f_3 с максимальными амплитудами служило дополнительным критерием точной настройки анализатора на поляризационную моду: отклонение анализатора от этого положения приводило к уменьшению амплитуд данных пиков. Такие особенности поведения поляризационных релаксационных колебаний в спектре флуктуаций интенсивности излучения лазера на Nd:YAG-керамике идентичны поведению этих релаксационных колебаний в аналогичных спектрах излучения лазеров на монокристаллах Nd:YAG (рис.2,б) [20–22]. Следует отметить, что выходное излучение лазера на Nd:YAG-керамике обладало большими шумами и было менее стабильно, чем излучение лазеров на монокристаллах Nd:YAG. В экспериментах нестабильность проявлялась в девиации частоты основного релаксационного колебания f_1 , что приводило к относительному изменению частоты $\Delta f_1/f_1 \approx 0.1$. Для монокристалла эта величина составляла ~ 0.04 . На рис.3,а и 4,а приведены зависимости интенсивностей поляризационных мод и частот релаксационных колебаний от параметра накачки, определяемого отношением мощности накачки P_p к ее пороговому значению P_{th} :

$$A = P_p/P_{th}. \quad (1)$$

Порог генерации лазера на Nd:YAG-керамике составил 411 мВт. Ориентация поляризации излучения накачки была

выбрана оптимальной для одной из поляризационных мод (например, с интенсивностью I_1). Вблизи порога генерации ($1 < A < A_2$) наблюдался монополяризационный режим. При параметре накачки, превышающем второй порог генерации ($A > A_2$), в генерацию вступала ортогональная поляризационная мода, что сопровождалось появлением в спектре флуктуаций интенсивности резонансных пиков на частотах поляризационных релаксационных колебаний f_2 и f_3 . На рис.3,б и 4,б приведены аналогичные зависимости для лазера на монокристалле Nd:YAG. Для данного лазера порог генерации был меньше, чем для лазера на керамике, и составлял 230 мВт. Это может быть обусловлено как уменьшением квантового выхода (тушением люминесценции) с ростом концентрации ионов неодима [23–25], так и тем, что керамика вносит большие потери для излучения по сравнению с монокристаллами. Уровень дополнительных потерь, вносимых активными элементами, можно оценить по зависимости частоты синфазных релаксационных колебаний $f_1(A)$ с помощью известного выражения [26]

$$2\pi T_1 f_1 = \sqrt{G(A-1)}, \quad (2)$$

где T_1 – время релаксации инверсии населенностей; $G = T_1/T_c$; T_c – время релаксации поля в резонаторе, определяемое потерями в нем. Параметр T_1 для монокристаллов Nd:YAG с концентрацией ионов неодима 1% известен: $T_1 = 2.3 \times 10^{-4}$ с. Увеличение концентрации активных ионов приводит к уменьшению времени релаксации инверсии на-

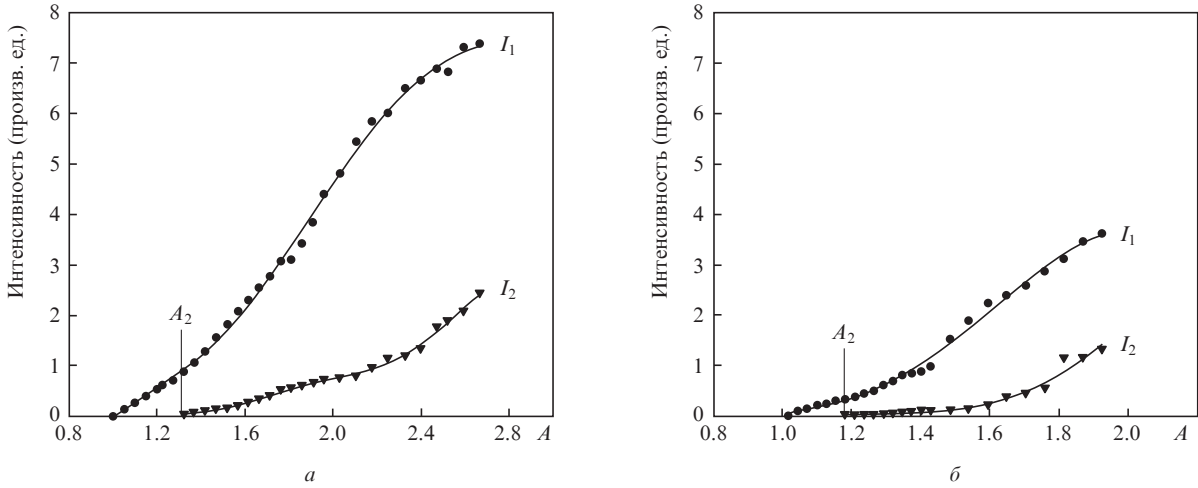


Рис.3. Зависимости интенсивностей поляризационных мод I_1 и I_2 от параметра накачки $A = P_p/P_{th}$ для лазеров на Nd:YAG-керамике (а) и на монокристалле Nd:YAG (б).

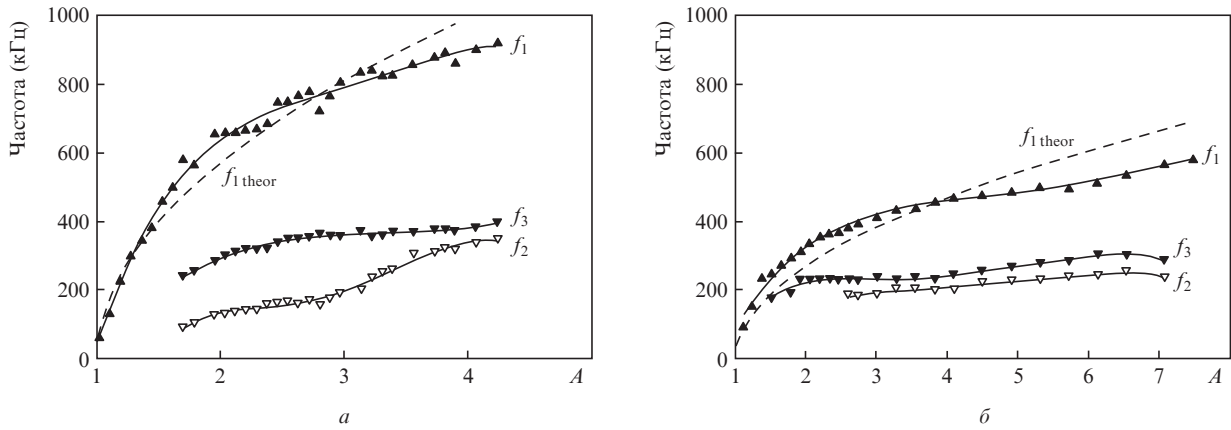


Рис.4. Зависимости частот релаксационных колебаний от параметра накачки A для лазера на Nd:YAG-керамике (а) и на монокристалле Nd:YAG (б). Штриховые кривые – теоретическая зависимость (2) частоты основного релаксационного колебания $f_{1\text{ theor}}$ от параметра A .

селенностей [23]. В случае исследуемой керамики с концентрацией ионов 2.3% время T_1 составляет $\sim 1.5 \times 10^{-4}$ с. Воспользовавшись соотношением (2), можно найти время жизни фотонов в резонаторе T_c , которое определяет ширину полосы моды резонатора

$$\delta f \equiv (2\pi T_c)^{-1} = 2\pi f_1^2 T_1 / (A - 1). \tag{3}$$

Для керамики при $A = 2$ и $f_1 \approx 600$ кГц имеем $\delta f \approx 340$ МГц. Для монокристалла также при $A = 2$ и $f_1 \approx 250$ кГц получаем $\delta f \approx 90$ МГц. Знание ширины полосы моды позволяет оценить коэффициент потерь в резонаторе [27]:

$$\alpha = 2\pi n \delta f / c + (1/L) \ln \sqrt{R_1 R_2}, \tag{4}$$

где c – скорость света; n – показатель преломления среды, заполняющей резонатор; L – длина резонатора; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения входного и выходного зеркал резонатора. Для наших экспериментальных условий общие потери $2\pi n \delta f / c$ для лазера на керамике составляют $\sim (0.13 \pm 0.03) \text{ см}^{-1}$, а для монокристалла – всего $(0.034 \pm 0.006) \text{ см}^{-1}$. Потери на излучение через зеркала $-(1/L) \ln(R_1 R_2)$ равны 0.033 см^{-1} для монокристалла и 0.043 см^{-1} для керамики. В итоге получаем, что потери

внутри монокристалла практически отсутствуют, в то время как для керамики $\alpha_{\text{ceram}} \approx (0.09 \pm 0.03) \text{ см}^{-1}$. Таким образом, потери внутри активного элемента из керамики примерно в два раза превышают полезные потери на излучение, а потери в монокристалле значительно меньше полезных потерь.

Причина таких больших потерь в керамическом активном элементе пока не ясна. Это может быть связано с качеством материала, с его поликристаллической структурой, а также с тепловыми эффектами (термонаведенной деполаризацией и тепловой линзой). Оценим эти потери. Повторяя методику работ [28, 29], получаем выражение для суммарных потерь за один обход резонатора для кристаллов с ориентацией [001] и [111]:

$$\gamma_{\text{total}} = 2\alpha_T L = \gamma_{\text{ani}} + \gamma_i, \tag{5}$$

где

$$\gamma_{\text{ani}}([001]) = 0.017(1 + \xi^2)p^2;$$

$$\gamma_{\text{ani}}([111]) = 0.034 \left(\frac{1 + 2\xi}{3} \right)^2 p^2;$$

$$\gamma_i = \begin{cases} 0.067 p_i^2 & (\text{без компенсации тепловой линзы}), \\ 0.0044 p_i^2 & (\text{с компенсацией}); \end{cases}$$

$$p = \frac{QP_h}{\lambda\kappa}; \quad p_i = 2 \frac{PP_h}{\lambda\kappa}; \quad \xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}};$$

$$Q = \alpha_L \frac{n^3}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} - p_{12});$$

$$P([001]) = \frac{dn}{dT} - \alpha_L \frac{n^3}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} + p_{12});$$

$$P([111]) = P([001]) - \frac{\xi - 1}{3} Q;$$

α_T – коэффициент тепловых потерь; P_h – мощность тепловыделения; $\alpha_L = 8 \times 10^{-6}$ – коэффициент линейного расширения; $\nu = 0.3$ – коэффициент Пуассона; p_{ij} – элементы тензора фотоупругости в двухиндексном обозначении (фотоупругие коэффициенты): $p_{11} = -0.029$, $p_{12} = 0.0091$, $p_{44} = -0.0615$; Q и P – термооптические постоянные среды [30], характеризующие величины термонаведенной анизотропии и изотропных искажений соответственно; $dn/dT = 9 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; $\kappa \approx 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Выражения для кристаллов с ориентацией [111] справедливы и для керамики при формальной замене ξ на ξ_{eff} в соотношениях для анизотропных потерь γ_{ani} [13, 31] и изотропных потерь γ_i [32]. Для кристалла YAG ($\xi = 3.2$) с ориентациями [001] и [111], а также для керамики значения γ_{total} близки друг к другу.

При выводе этих формул мы для простоты полагали, что профиль интенсивности накачки совпадает с профилем моды резонатора. Компенсация тепловой линзы в данном случае означает, что мода резонатора полностью подстраивается под параболическую составляющую тепловой линзы, т.е. параболическая aberrация не вносит вклада в потери. Эта компенсация является частичной. Точно рассчитать ее величину в реальных экспериментальных условиях довольно трудно, поэтому укажем диапазон потерь – от отсутствия этой компенсации до полной компенсации. Для приведенных экспериментальных данных получаем $\alpha_{T_{\text{ceram}}} = 3 \times 10^{-3} - 3 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{T_{\text{crys}}} = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Меньшие потери для монокристалла связаны с меньшим порогом генерации и, следовательно, с меньшей мощностью тепловыделения. Следует отметить, что в этих оценках не учтены потери, вызванные искривлением торцов активного элемента, а также электронной тепловой линзой [33]. Анализ, проведенный в работах [13, 31, 32], показывает, что потери, связанные со специфически керамическими эффектами при относительно небольшом тепло-

выделении ($p \approx 0.1$) пренебрежимо малы. Однако этот анализ выполнен для случая, когда диаметр пучка существенно больше размера гранулы керамики. В экспериментах настоящей работы эти величины были соизмеримы.

Таким образом, оценки показывают, что тепловые эффекты вносят существенный вклад в потери в резонаторе. Кроме того, имеют место потери, обусловленные рассеянием (как в объеме, так и на поверхности активного элемента), непараллельностью торцов и неоднородностью «холодного» фотоупругого эффекта (см. ниже).

Интересно провести сравнение полученных результатов с данными других авторов. Так, для экспериментальных условий работы [2] (концентрация ионов неодима 5% ($T_1 = 0.6 \times 10^{-4} \text{ с}$), $A = 6.36$, $f_1 = 3.5 \text{ МГц}$) имеем $\delta f = 766 \text{ МГц}$. Общие потери $2\pi n \delta f / c$ составляли $\sim 0.16 \text{ см}^{-1}$, потери на излучение через зеркала $-(1/L) \ln(R_1 R_2)$ ($L = 0.9 \text{ мм}$, $R_1 = 0.999$, $R_2 = 0.99$) были равны $\sim 0.06 \text{ см}^{-1}$. В итоге получаем $\alpha \approx 0.1 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, потери внутри активного элемента из керамики также превышают полезные потери на излучение. Оценки, аналогичные приведенным выше, дают коэффициент тепловых потерь $\alpha_T = 4 \times 10^{-3} - 4 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, что также говорит о существенном вкладе в потери тепловых эффектов.

В ходе экспериментальных исследований было обнаружено, что частоты релаксационных колебаний f_1 , f_2 и f_3 остаются почти постоянными при изменении угла Ψ_F для лазера как на монокристалле, так и на керамике.

3.2. Анизотропия резонатора

Появление неоднородностей в виде отдельных гранул наблюдалось при перемещении пучка накачки по поверхности активного элемента из Nd:YAG-керамики. В разных точках этой поверхности имели место разные динамические режимы лазера – от стационарного режима с характерным спектром флуктуаций интенсивностей поляризационных мод, описанным выше, до нестационарного, включая хаотическую генерацию.

На рис.5 представлены зависимости порогов генерации поляризационных мод от положения точки фокусировки излучения накачки на входной грани (см. вставку на рис.1) при совпадении поляризации накачки с поляризацией сильной моды (ее интенсивность максимальна). Видны существенные различия порогов генерации мод (особенно для керамики) в разных точках фокусировки излучения накачки на активный элемент.

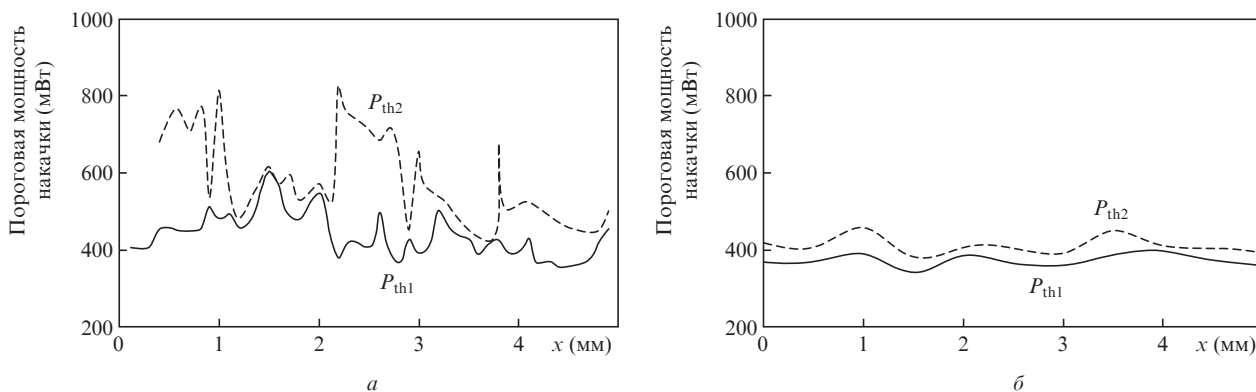


Рис.5. Зависимости порогов генерации поляризационных мод (P_{th1} , P_{th2}) от положения x (см. рис.1) точки фокусировки излучения накачки на входной грани лазеров на Nd:YAG-керамике (а) и на монокристалле Nd:YAG (б).

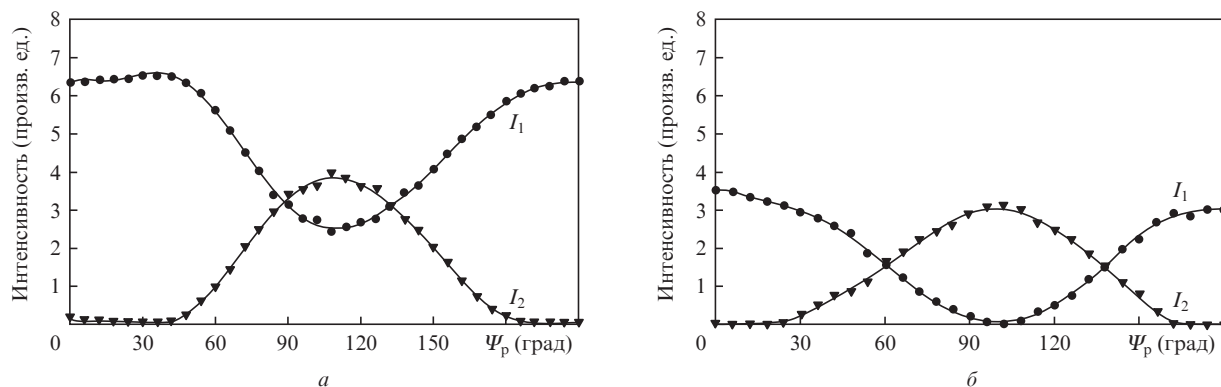


Рис.6. Зависимости интенсивностей мод от угла ориентации линейной поляризации излучения накачки Ψ_p для лазеров на Nd:YAG-керамике (а) и на монокристалле Nd:YAG (б).

Установлено, что вращение плоскости поляризации накачки не меняет ориентации поляризаций собственных мод резонатора, но приводит к противофазному изменению интенсивностей поляризационных мод I_1 и I_2 с периодом 180° (рис.6). Неравноправность интенсивностей поляризационных мод в керамике гораздо сильнее, чем в монокристалле.

Представленные результаты свидетельствуют о том, что в резонаторе одновременно имеют место несколько видов анизотропии: фазовая анизотропия, наведенная излучением накачки анизотропия усиления, анизотропия потерь, анизотропия поглощения накачки, причем анизотропии потерь и усиления в керамике сильнее, чем в монокристалле. Проанализируем полученные данные подробнее.

Во-первых, направление собственных поляризаций резонатора не зависит от поляризации накачки. Поскольку тепловые потери γ_{total} (5) не зависят от ориентации поляризации излучения, тепловые эффекты не могут быть причиной анизотропии потерь в резонаторе. Следовательно, в резонаторе имеется фазовая анизотропия, причиной которой может быть только фотоупругий эффект, вызванный «холодными» (не тепловыми) напряжениями в активном элементе. Эта фазовая анизотропия настолько сильнее наведенной излучением накачки анизотропии усиления (см. ниже), что даже при произвольной ориентации поляризации накачки собственные поляризации резонатора определяются ориентацией фазовой анизотропии.

Во-вторых, пороги для двух собственных поляризаций определяются в основном наведенной излучением накачки анизотропией усиления [22], поскольку порог генерации моды с поляризацией, параллельной поляризации накачки, всегда ниже порога генерации моды с поляризацией, ортогональной поляризации накачки (рис.5). Этот экспериментальный факт не может быть объяснен ни анизотропией поглощения накачки, ни анизотропией потерь в резонаторе, ни, тем более, фазовой анизотропией.

В-третьих, сильная зависимость как порогов генерации, так и их разности от положения точки фокусировки излучения накачки на поперечном сечении керамического активного элемента (рис.5,а) говорит о наличии механизма анизотропии усиления или поглощения, который практически отсутствует в монокристалле. Анизотропия поглощения может быть объяснена поперечной пространственной неоднородностью «холодных» механических напряжений, приводящих к абберациям (и, следовательно, к потерям), величина которых определяется изменением показателя преломления и зависит от ориентации кри-

сталлографических осей в каждой грануле. Анизотропия усиления также может существенно зависеть от ориентации кристаллографических осей. В обоих случаях поперечное смещение лазерного пучка на размер гранулы (50–70 мкм) приводит к смене всего набора гранул, через которые проходит лазерный пучок, и к изменению порогов генерации (рис.5,а).

В-четвертых, амплитудную неравноправность собственных поляризаций наглядно демонстрирует также рис.6, причем для керамики эта неравноправность значительно больше. Приводящие к этому механизмы аналогичны описанным в предыдущем абзаце.

Строгая модель, позволяющая рассчитать собственные поляризации резонатора при всех указанных видах анизотропии, представляет собой сложную задачу для лазера как на монокристалле, так и на керамике. Решение этой задачи является предметом отдельной работы.

4. Заключение

В ходе экспериментальных исследований был обнаружен биполяризационный режим генерации излучения как микрочип-лазера на Nd:YAG-керамике, так и лазера на монокристалле Nd:YAG.

В спектре флуктуаций интенсивности каждой поляризационной моды наблюдаются три релаксационных пика на частотах f_1 , f_2 и f_3 . Поляризационные релаксационные колебания на частотах f_2 и f_3 отвечают за малые противофазные колебания интенсивностей ортогонально поляризованных мод. В спектре флуктуаций суммарной интенсивности излучения биполяризационного лазера колебания на этих частотах оказываются скомпенсированными, и поэтому наблюдается только резонансный пик на частоте синфазных релаксационных колебаний f_1 .

В условиях проведенного эксперимента ориентации поляризационных мод не зависели от ориентации поляризации излучения накачки. Их ориентация определялась остаточным («холодным») двулучепреломлением активного элемента, так же как это имело место и в лазере на монокристалле Nd:YAG. Только в случае полной изотропности характеристик резонатора ориентации собственных поляризационных мод лазера будут следовать за изменениями ориентации поляризации излучения накачки, что было продемонстрировано в работе [34]. Ориентации поляризационных мод не зависели также от положения точки фокусировки излучения накачки на входной грани активного элемента.

В проведенных экспериментах с микрочип-лазером на основе резонатора Фабри–Перо обнаружено одновременное присутствие нескольких видов анизотропии: фазовой анизотропии, наведенной излучением накачки анизотропии усиления, анизотропии потерь и анизотропии поглощения накачки. Анизотропии потерь и усиления в керамике сильнее, чем в монокристалле, и существенно зависят от ориентации кристаллографических осей в конкретных гранулах.

1. Ikesue A., Furusato I., Kamata K. *J. Am. Ceram. Soc.*, **78**, 225 (1995).
2. Kawai R., Miyasaka Y., Otsuka K., Ohtomo T., Narita T., Ko J.-Y., Shoji I., Taira T. *Opt. Express*, **12**, 2293 (2004).
3. Qi Y., Zhu X., Lou Q., Ji J., Jingxing Dong, Wei Y. *Opt. Express*, **13**, 8725 (2005).
4. Kracht D., Frede M., Wilhelm R., Fallnich C. *Opt. Express*, **13**, 6212 (2005).
5. Wei D., Takahashi S., Takamasu K., Matsumoto H. *Opt. Express*, **17**, 7011 (2005).
6. Lin G., Wei H., Hong-bo Z., Zhi-pei S., Cui D., Zu-yan X., Yong-Gang W., Xiao-Yu M. *Opt. Express*, **13**, 4085 (2005).
7. Mukhin I.B., Palashov O.V., Khazanov E.A., Ikesue A., Aung Y.L. *Opt. Express*, **13**, 5983 (2005).
8. Sträßer A., Ostermeyer M. *Opt. Express*, **14**, 6687 (2006).
9. Kracht D., Freiburg D., Wilhelm R., Frede M., Fallnich C. *Opt. Express*, **14**, 2690 (2006).
10. Omatsu T., Nawata K., Sauder D., Minassian A., Damzen M.J. *Opt. Express*, **14**, 8198 (2006).
11. Ikesue A., Aung Y.L. *J. Am. Ceram. Soc.*, **89**, 1936 (2006).
12. Lee S.-H., Kochawattana S., Messing G.L., Dumm J.Q., Quarles G., Castillo V. *J. Am. Ceram. Soc.*, **89**, 1945 (2006).
13. Khazanov E.A. *Opt. Lett.*, **27**, 716 (2002).
14. Ikesue A., Aung Y.L. *Nature Phys.*, **2**, 721 (2008).
15. Lu J., Prabhu M., Xu J., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T., Kamin-skii A.A. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3707 (2000).
16. Lu J., Song J., Prabhu M., Xu J., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T., Kudryashov A. *Appl. Phys.*, **39**, 1048 (2000).
17. Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. *Phys. Rev. A*, **46**, 2811 (1992).
18. Хандохин П.А., Ханин Я.И., Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Широков Е.Ю., Белавски С., Дерозье Д., Глорно П. *Квантовая электроника*, **25**, 517 (1998).
19. Khandokhin P., Khanin Y., Mamaev Y., Milovsky N., Shirokov E., Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. *Quantum Semiclassical Opt.*, **10**, 97 (1998).
20. Khandokhin P.A., Milovsky N.D., Mamaev Y.A., Ovchinnikov E., Shirokov E.Y. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3682**, 53 (1998).
21. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Khandokhin P.A., Milovsky N.D., Shirokov E.Y. *Radiophys. Quantum Electron.*, **47**, 813 (2004).
22. Иевлев И.В., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. *Квантовая электроника*, **36**, 228 (2006).
23. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. *Лазеры на кристаллах и их применение* (М.: Радио и связь, 1994, с. 312).
24. Lupei V., Lupei A., Georgescu S., Diaconescu B., Taira T., Sato Y., Kurimura S., Ikesue A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 360 (2006).
25. Merkle L.D., Dubinskii M., Schepler K.L., Hegde S.M. *Opt. Express*, **14**, 3893 (2006).
26. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999, с. 85).
27. Ярив А. *Введение в оптическую электронику* (М.: Высшая школа, 1983, с. 147).
28. Khazanov E.A., Andreev N.F., Mal'shakov A.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Zelenogorsky V.V., Ivanov I., Amin R.S., Mueller G., Tanner D.B., Reitze D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 1500 (2004).
29. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30**, 147 (2000).
30. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986, с. 199).
31. Каган М.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **33**, 876 (2003).
32. Снетков И.Л., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **37**, 633 (2007).
33. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н., Ивакин Е.В., Савикин А.П., Суходолов А.В., Федорова К.А. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006).
34. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Наумкин Н.И. *Квантовая электроника*, **34**, 839 (2004).